

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE FERHAT ABBAS – SETIF 1
INSTITUT D'OPTIQUE ET MECANIQUE DE PRECISION

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT 3^{ème} CYCLE LMD

Spécialité : Optique et photonique

Par :

ZABOUB Monsef

THÈME :

ETUDE D'UN MICRO-COLLIMATEUR A FIBRE OPTIQUE ET MICROLENTILLE EN POLYMERE

Soutenue le : 16/02/2017

Devant le jury composé de :

Mr. AYADI Khaled	Prof.	Université de Sétif 1	Président
Mr. DEMAGH Nacer-Eddine	Prof.	Université de Sétif 1	Directeur de thèse
Mr. ZIANE Omar	Prof.	USTHB Alger	Examineur
Mr. BOUAFIA Mohamed	Prof.	Université de Sétif 1	Examineur
Mr. MANÂA Hacène	M.C.B	Université de Sétif 1	Invité

A ma mère, mon père,

A ma femme,

Et à toute ma famille.

Remerciements

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été réalisé au sein du laboratoire d'optique appliqué « L.O.A » de l'institut d'optique et mécanique de précision.

Je tiens à remercier spécialement Monsieur Pr. N-E. Demagh, en tant que Directeur de cette thèse, pour l'écoute, le temps et la patience accordés tout au long de ces années en me fournissant d'excellentes conditions de travail, ainsi pour l'inspiration, l'aide sans qui cette thèse n'aurait jamais vu le jour.

Un grand merci également à Madame Dr. A. Guessoum, pour ses conseils avisés tout au long de cette thèse. Je me dois également la remercier pour ces multiples discussions informelles reflétant parfaitement sa disponibilité et son plaisir de partage.

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres du jury qui m'ont honoré de leur présence. Le Pr. K. AYADI pour avoir présidé le jury, le Pr. O. ZIANE de l'USTHB Alger, le Pr. M. BOUAFIA et M. H. MANÂA de l'Université de Sétif 1 en qualité d'examineurs. Ma reconnaissance revient à leur expertise et à leurs critiques scientifiques.

Je remercie tous les membres du Laboratoire de l'Optique Appliquée, qu'ils soient permanents, doctorants, ingénieurs, que j'ai eu beaucoup de plaisir à côtoyer durant ces cinq dernières années.

Je remercie infiniment ces amis à qui je n'ai jamais su dire toute l'affection que j'ai pour eux, qui furent présents à mes côtés lorsque j'en avais besoin.

Merci enfin à ma famille, pour son soutien et ses encouragements, et en particulier à ma mère, mon père, merci pour avoir fait de moi ce que je suis aujourd'hui.

Table des matières

Introduction générale	9
Chapitre I.....	11
I.1 Introduction	12
I.2 Les fibres optiques	12
I.2.1 Fabrication des fibres optiques	12
I.2.2 Principe de guidage dans une fibre optique	16
I.3 Propagation de la lumière à travers une fibre monomode	17
I.5 Propriétés des fibres optiques	22
I.5.1 Ouverture numérique et angle d'acceptation	22
I.5.2 Bande passante	23
I.5.3 Atténuation	24
I.5.4 Dispersion	25
I.6 Conclusion	26
I.7 Références	27
Chapitre II.....	29
II.1 Introduction	30
II.2 Types de microcollimateurs	30
II.2.1 Microcollimateurs extrinsèques	30
II.2.2 Microcollimateurs intrinsèques	33
II.3 Méthodes de fabrication des microlentilles	33
II.4 Conclusion	42
II.5 Références	43
Chapitre III.....	46
III.1 Introduction	47
III.2 Faisceaux gaussiens	47
III.3 Faisceaux gaussiens à travers les systèmes optiques	50
III.3.1 Loi ABCD	50
III.3.2 Matrices de transfert des éléments optiques simples	52
III.3.3 Cas d'un faisceau gaussien traversant un microcollimateur	57
III.4 Optique du couplage	57
III.5 Intérêt de la méthode CCEF	62
III.6 Conclusion	63
III.7 Références	64
Chapitre IV.....	66
IV.2. Modèle théorique des microcollimateurs	67

IV.3 Optimisation des microcollimateurs	70
IV.3.1 Indice de réfraction	71
IV.3.2. Rayon de courbure	77
IV.4 Méthode de fabrication des microlentilles	80
IV.4.1 Réalisation des microcavités	80
IV.4.2. Réalisation des microlentilles par injection du PDMS	84
IV.5 Caractérisation optique et mesures expérimentales	87
IV.6 Conclusion	95
IV. 7 Références	97
Conclusion Générale	99

Liste des Figures

Chapitre I

Figure I.1. Structure d'une fibre optique.....	12
Figure I.2. Coupe transversale de la fibre à saut d'indice montrant le cœur, la gaine, et le profil d'indice $n(r)$ [1].	13
Figure I. 3. Coupe transversale de la fibre à gradient d'indice montrant le cœur, la gaine, le revêtement et le profil d'indice $n(r)$ [1].	13
Figure I.4. Dopage de tronçon de silice fondu [2].	14
Figure I.5. Méthode de tirage d'une fibre optique [3].	15
Figure I.6. Dépôt en phase vapeur extérieur (OVD) étapes: (a) dépôt de suie, (b) le frittage, (c) fibrage [4].	16
Figure I.7. Principe du guidage	16
Figure I.8. Constante de propagation Normalisée b en fonction de la fréquence normalisée V . L'échelle de droite montre l'indice effectif \bar{n} [12].	21
Figure I.9. Angle d'acceptation de la fibre optique.	22
Figure I.10 La bande passante pour, (a) fibre multimode, (b) fibre monomode.	23
Figure I.11. L'atténuation dans une fibre optique [6].	25
Figure I.12. Evolution d'un signal lumineux à travers une fibre optique.	25
Figure I.13. Coefficient de dispersion en fonction de la longueur d'onde [1].	26

Chapitre II

Figure II.1. Couplage par une microlentille sphérique.....	30
Figure II.2. Les étapes de production de microlentilles: (a) le film est déposé sur un substrat de quartz et à motifs avec des trous de $15\mu\text{m}$; (b) socles circulaires avec diamètres de $30\mu\text{m}$ sont formées au-dessus des trous; (c) cylindres de diamètres $25\mu\text{m}$ [2].	32
Figure II.3. Type de la matrice de microlentilles vue par microscopie électronique à balayage [2].	32
Figure II.4. Microlentilles fabriquées par la méthode de l'immersion [12].	32
Figure II.5. Fabrication de microcollimateurs par Laser CO2 [13].	33
Figure II.6. Vue au microscope d'un microcollimateur réalisé par Laser CO2 [13].	34
Figure II.7. Etapes de fabrication de microcollimateurs par décharge électrique [14].	34
Figure II.8. Image d'un microcollimateur à microlentille de $r=62.5\mu\text{m}$ [14].	35
Figure II.9. Microcollimateur Gradissimo proposé par Thual et al [15].	35
Figure II.10. Fabrication des microcollimateurs par photo-polymérisation [16].	36
Figure II.11. Image MEB d'un microcollimateur réalisé par la méthode de photo-polymérisation [16].	36
Figure II.12 Photo-polymérisation par lampe ultraviolette [17].	36
Figure II.13. Microcollimateur obtenu par la méthode de photo-polymérisation avec lampe UV [17].	37
Figure II.14. Exemple de réalisation d'une micropointe de $30\mu\text{m}$ de longueur et $9\mu\text{m}$ de diamètre de base [18].	37
Figure II.15. Microcollimateurs fabriqués par l'attaque chimique [19].	38
Figure II.16. Etapes de fabrication de microcollimateurs par attaque chimique et fusion thermique [20].	39
Figure II.17. Microcollimateur fabriqué par l'attaque chimique et fusion thermique [20].	39
Figure II.18. Microlentille fabriqué par l'attaque chimique et laser CO2 [23]	39
Figure II.19. Etapes de formation de la microstructure conique [24].	40
Figure II.20. Evolution de la largeur l en fonction de la hauteur h du cône [24].	40

Figure II.21. Alignement de deux fibres, l'une munie d'une pointe et l'autre d'une microcavité conique [24].....	41
Figure II.22. Image MEB d'une microlentille collé dans le cône concave [25].....	41

Chapitre III

Figure III.1. Profil d'un faisceau gaussien de diamètre de mode 2ω	48
Figure III.2. Paramètres du faisceau gaussien.	49
Figure III.3. Evolution de la longueur de Rayleigh et de l'angle de divergence en fonction du Waist.	50
Figure III.4. Définition des grandeurs algébriques.....	51
Figure III.5. Notations utilisées pour la définition des matrices de transfert	51
Figure III.6. Propagation dans un espace libre.	52
Figure III.7. Réfraction dans un dioptre.	53
Figure III.8. Réfraction dans dioptre sphérique.....	54
Figure III.9. Réflexion par un miroir plan.	54
Figure III.10. Propagation à travers une lentille mince.	55
Figure III.11. Réflexion par un miroir sphérique.	55
Figure III.12. Matrice de transfert totale [5].....	56
Figure III.13. Faisceau gaussien à travers un microcollimateur [16].	57
Figure III.14. Couplage de deux faisceaux gaussiens [19].....	58
Figure III.15. Couplage des deux faisceaux gaussiens défocalisés [19].	59
Figure III.16. Couplage de deux faisceaux gaussiens décalés latéralement d'une distance d [12].	60
Figure III.17. Couplage de deux faisceaux gaussiens défocalisés d'un angle θ [12].	61
Figure III.18. Couplage entre deux faisceaux gaussiens avec cumule des pertes [18].....	61
Figure III.19. Défaut angulaire entre la fibre et la microlentille.	62
Figure III. 20. Vue d'une microlentille insérée dans la microstructure conique(a). Vue de face de la microlentille (b) [23].	63

Chapitre IV

Figure IV.1. Propagation de la lumière à travers le microcollimateur.	68
Figure IV.2. Couplage entre deux faisceaux gaussiens.	70
Figure IV.3. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre $4/125\mu\text{m}$ à $\lambda=0,6328$	73
Figure IV.4. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre $9/125\mu\text{m}$ à $\lambda=1,310\mu\text{m}$	73
Figure IV.5. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre $4/125\mu\text{m}$ à $\lambda=0,6328$	74
Figure IV.6. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre $9/125\mu\text{m}$ à $\lambda=1,310\mu\text{m}$	74
Figure IV.7. Pertes par réflexion de Fresnel dans le cas de chaque type de polymère pour une fibre $4/125\mu\text{m}$ à $\lambda=0,6328$	76
Figure IV.8. Perte par réflexion de Fresnel pour chaque type de polymère pour une fibre $9/125\mu\text{m}$ à $\lambda=1,310\mu\text{m}$	76
Figure IV.9. Waist en fonction du rayon de courbure, cas de la fibre SMF $4/125\mu\text{m}$	77
Figure IV.10. Distance de travail en fonction du rayon de courbure, cas de la fibre SMF $4/125\mu\text{m}$	78
Figure IV.11. Efficacité de couplage en fonction de rayon de courbure, cas de la SMF $4/125\mu\text{m}$	78
Figure IV.12. Waist en fonction du rayon de courbure des microlentilles, cas de la SMF $9/125\mu\text{m}$	79

Figure IV.13. Distance de travail en fonction du rayon de courbure des microlentilles, cas de la fibre SMF 9/125 μm	79
Figure IV.14. Efficacité de couplage en fonction du rayon de courbure, cas de la SMF 9/125 μm	80
Figure IV.15. Montage expérimental de réalisation des microcavités par attaque chimique.	81
Figure IV.16. Les étapes de l'attaque chimique de la fibre : (a) l'état initial lorsque la fibre est plongé, (b) Après 1 minute, (c) Après 3 minutes, (d) Après 5 minutes, (e) Après plus de 5 minutes et (f) état final.....	82
Figure IV.17. Vue au microscope optique du profil de quelques microcavités obtenues.	83
Figure IV.18. Vue par MEB d'une microcavité (a). Vue transversale d'une microcavité par microscopie optique (b) et (c).	84
Figure IV.19. Montage dédié à la fabrication des microcollimateurs	85
Figure IV.20 . Etapes de fabrications de microcollimateurs. (a) fibre initiale, (b) fibre avec microcavité après traitement chimique, (c) contact entre la fibre et la microgoutte et (d) formation d'une microlentille à l'extrémité de la fibre.	85
Figure IV. 21. Prises de vue des microcollimateurs de rayon de courbure (a) $r=6,2\mu\text{m}$, (b) $r=10,08\mu\text{m}$, (c) $r=13,2\mu\text{m}$, (d) $r=18,0\mu\text{m}$, (e) $r=20,3\mu\text{m}$ et (f) $r=30,4\mu\text{m}$	86
Figure IV.22. Montage expérimental de mesure du couplage optique donnant la position de référence (Face clivée de la fibre) $z=0$, et une Position du microcollimateur à une distance z	87
Figure IV.23. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z dans le cas d'une fibre sans microlentille (de référence).	88
Figure IV.24. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z d'un microcollimateur à microlentille de rayon de courbure $r=20,30\mu\text{m}$	89
Figure IV.25. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z d'un microcollimateur à microlentille de rayon de courbure $r=18,00\mu\text{m}$	89
Figure IV.26. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z d'un microcollimateur à microlentille de rayon de courbure $r=13,20\mu\text{m}$	90
Figure IV.27. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z d'un microcollimateur à microlentille de rayon de courbure $r=10,08\mu\text{m}$	90
Figure IV.28 (a) Représentation des transmittances des fibres sans et avec lentille de $r=20,30\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.	92
Figure IV.29. (a) Représentation des transmittances des fibres sans et avec lentille de $r=18,00\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.	92
Figure IV.30. (a) Représentation des transmittances des fibres sans et avec lentille de $r=10,08\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.	93
Figure IV.31. (a) Représentation des transmittances des fibres sans et avec lentille de $r=10,08\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.	93
Figure IV.32. Représentation des courbes de variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z	94

Liste des tableaux

Tableau IV.1. Polymères optiques et leurs indices de réfraction aux longueurs d'onde 0,6328 μm et 1,310 μm [3-5].....	71
Tableau IV.2. Caractéristiques des microstructures coniques obtenues.....	83
Tableau IV.3. Caractéristiques des différents microcollimateurs réalisés.....	95

Introduction générale

Introduction générale

La lumière est connue pour se déplacer rectilignement. Il est impossible de lui faire suivre une trajectoire courbée. Cependant, le physicien irlandais du nom de John Tyndall à Boston USA en 1870, a fait une démonstration publique d'une expérience qui non seulement a réfuté cette croyance, mais a donné naissance à une révolution dans la technologie des communications, seulement en remplissant un récipient avec de l'eau et l'éclairant avec une lumière. Dans une chambre noire, percée d'un trou, l'eau commença à jaillir vers le bas. La lumière est restée à l'intérieur du jet d'eau et a suivi une trajectoire courbée vers le bas. Il avait trouvé un moyen de guider la lumière! Cette technique n'a pas été utilisée commercialement, principalement, en raison de l'absence d'une source intense de lumière fiable et un support de transmission à faible perte. La réalisation du laser en 1960 a ravivé l'intérêt pour les communications optiques. Le laser a été immédiatement reconnu comme étant la source de support attendu. Pendant cette période du début des années 1960, le travail sur les guides d'ondes diélectriques (fibres optiques) est principalement théorique. Comme les fibres de verre disponibles présentaient des pertes de transmission de l'ordre de 1000 dB/km, c'est trop pour les applications de télécommunications. Il était évident que dans les années 1970, l'utilisation de fibre optique pourrait être considérablement augmentée par l'utilisation du système d'ondes lumineuses dans la région de longueur d'onde proche de $\lambda=1.3\mu\text{m}$, où les pertes sont inférieure à 1 dB/km. Une vaste recherche a commencé sur des dispositifs optiques, des composants, des techniques de traitement du signal et des systèmes optiques pour l'injection de la lumière dans la fibre optique ou plus connu sous le nom de microcollimateur. Cependant, les fibres optiques ont eu des impacts commerciaux dans d'autres domaines que les communications, détection industrielle, systèmes biomédicaux, capteurs gyroscopiques, ainsi que l'éclairage automobile et cockpit d'avion.

L'utilisation des microcollimateurs a pour but d'injecter ou de coupler les systèmes optoélectroniques (laser, photodiode, ...etc.) avec la fibre optique. Le rapport de couplage entre eux est appelé l'efficacité de couplage optique (Coupling efficiency). Plusieurs recherches ont été effectuées dans le but d'optimiser le couplage optique en utilisant les microcollimateurs. Malgré ces recherches, le problème de l'efficacité de couplage subsiste toujours à cause, notamment, des erreurs d'alignement et de centrage.

Dans le cadre de cette thèse, nous présentons une solution qui répond à cette problématique par l'optimisation de l'efficacité de couplage optique et d'autres paramètres tels que la distance de travail et la taille du waist. Pour cela, ce manuscrit comporte quatre chapitres.

Dans le chapitre I, nous rappelons les notions de base sur les fibres optiques, comme la structure géométrique, la dispersion, l'atténuation, et les approches théoriques de la propagation de la lumière.

Au chapitre II, nous présentons l'état de l'art des différentes techniques de fabrication des microcollimateurs et leurs caractéristiques.

Au chapitre III, nous rappelons la théorie de la propagation des faisceaux gaussiens ainsi que la loi ABCD, et la théorie du couplage optique entre les faisceaux gaussiens utilisés dans nos calculs.

Le chapitre IV est réservé à la partie expérimentale dans laquelle nous présentons notre contribution au développement des microcollimateurs. Ce chapitre est consacré également à la caractérisation et à l'optimisation de notre modèle afin d'augmenter la distance de travail et l'efficacité de couplage optique.

Chapitre I

LES FIBRES OPTIQUES

I.1 Introduction

Les guides optiques sont des systèmes diélectriques uniformes, qui servent à guider la lumière le long de leurs axes. Ils sont classés en deux grandes familles :

- Les guides planaires qui sont formés d'un substrat homogène sur lequel on empile une succession de dépôts en couches minces avec des frontières rectangulaires, le tout étant finalement enrobé par un superstrat. Nous supposons que l'indice de réfraction du substrat est toujours supérieur ou égal à celui du superstrat.
- Les guides cylindriques ou fibres optiques qui sont constituées d'une gaine diélectrique homogène et d'un cœur de dimension finie, on parle de fibre à section circulaire lorsque l'interface entre le cœur et la gaine est circulaire. Le cœur ; lui-même n'est pas forcément homogène.

I.2 Les fibres optiques

La fibre optique est formée d'un cœur d'indice de réfraction n_c entourée d'une gaine optique d'indice légèrement inférieur n_g et d'une gaine de protection contre les effets des polluants externes en polymère (Figure I.1).

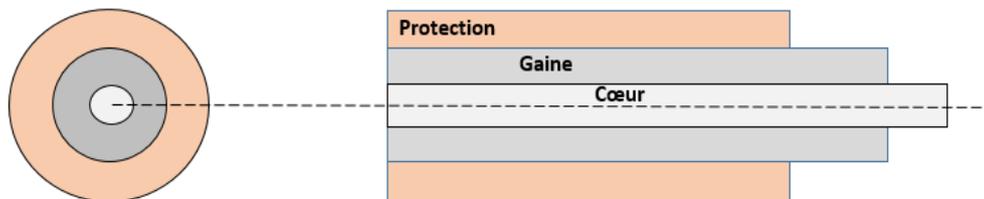


Figure I.1. Structure d'une fibre optique

La plupart des fibres optiques sont en verre très pur, la silice SiO_2 . Pour réaliser le profil d'indice, la partie du cœur est dopée par des éléments tel que le germanium GeO_2 ou le phosphore P_2O_5 . On définit la différence d'indice relative Δ par [1]:

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_c^2} \quad (I.1)$$

I.2.1 Fabrication des fibres optiques

Dans sa forme la plus simple, une fibre optique est constituée d'un arrangement coaxial de deux verres homogènes, comme représenté sur la Figure I.2. Étant donné que le profil d'indice de

réfraction représenté sur la figure est une fonction échelon, nous parlons d'une fibre à saut d'indice. L'indice de réfraction du matériau du cœur doit être supérieur à celui de la gaine. La Figure I.3 représente une fibre constituée d'un cœur d'indice de réfraction non constante entourée par une région de gainage, le tout est protégé par un revêtement en matière plastique. Cette protection est importante, car les rayures sur la surface des fibres, provoquent des contraintes et par suite développent des fissures microscopiques évolutives [1].

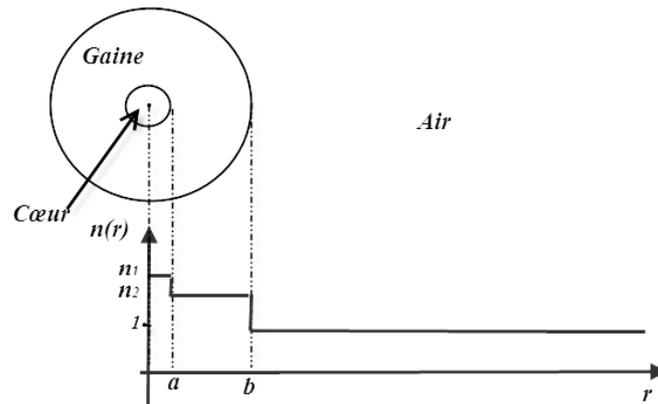


Figure I.2. Coupe transversale de la fibre à saut d'indice montrant le cœur, la gaine, et le profil d'indice $n(r)$ [1].

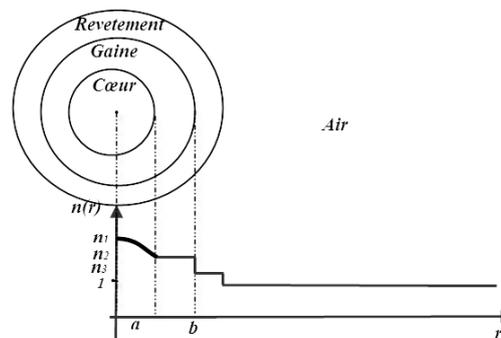


Figure I. 3. Coupe transversale de la fibre à gradient d'indice montrant le cœur, la gaine, le revêtement et le profil d'indice $n(r)$ [1].

Le cœur de la fibre représentée sur la Figure I.3 présente une distribution d'indice de réfraction qui n'est pas constante mais varie en fonction de la coordonnée radiale lui conférant le nom de fibre à gradient d'indice.

La plupart des fibres à faibles pertes fabriquées aujourd'hui sont réalisées par dépôt chimique en phase vapeur (CVD : Chemical Vapor Deposition) ou par un procédé appelé le dépôt chimique en phase vapeur modifié (MCVD : Modified Chemical Vapor Deposition).

Le procédé MCVD, décrit la première fois par McChesney et al. (1974) du laboratoire AT & T. Bell, est devenu le principal procédé de fabrication des fibres de haute qualité pour les systèmes de communication. Le processus est simple et flexible, c'est pour cela, il a été adopté par de nombreuses entreprises aux États-Unis, en Europe et au Japon. Les dimensions de la fibre, l'ouverture numérique (NA), et le profil d'indice de réfraction peuvent être modifiés en faisant varier simplement le programme de distribution des produits chimiques. Le procédé MCVD commence par un tube de silice fondue traversé par un mélange de gaz d'oxygène et de vapeurs de chlorure ($SiCl_4$, $GeCl_4$, etc.), (Figure 1.4). Le tube est chauffé à une température élevée, ce qui amène les vapeurs à se décomposer et à se déposer sur les parois. La préforme est ensuite tirée jusqu'à l'obtention d'une fibre de diamètre standard. Le dioxyde de Germanium est le dopant le plus couramment utilisé pour augmenter l'indice de SiO_2 pour former un cœur de guidage. La Figure I.5 montre la procédure de fibrage et de calibrage du diamètre de la fibre. Le revêtement en polymère est obtenu par polymérisation à l'ultraviolet [1-3].

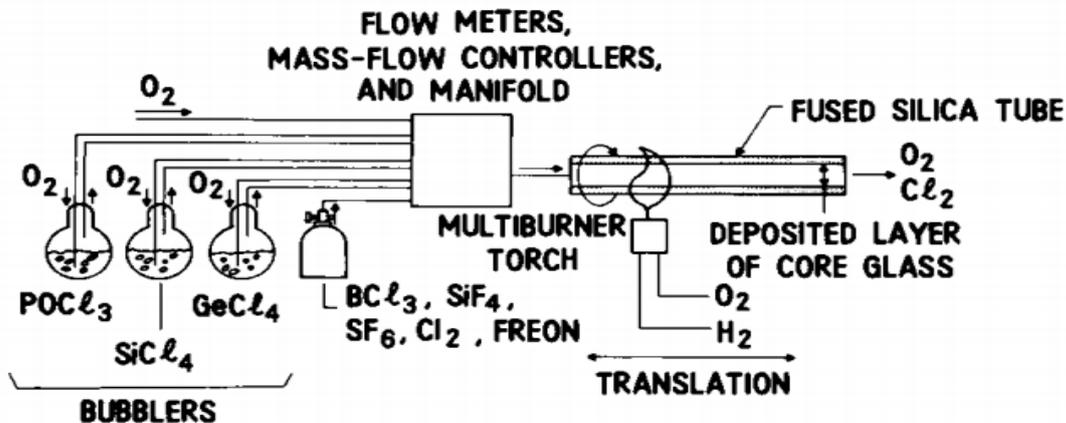


Figure I.4. Dopage de tronçon de silice fondu [2].

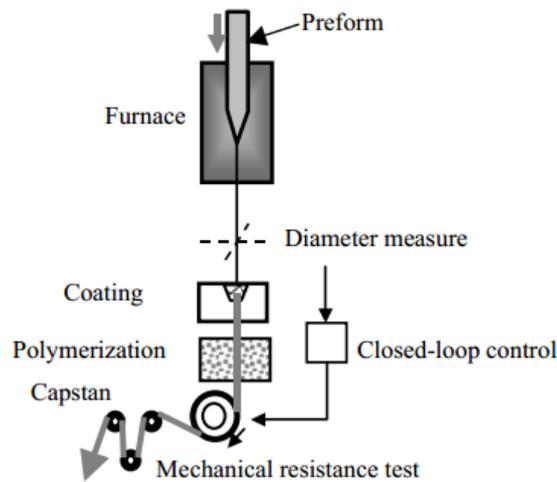


Figure I.5. Méthode de tirage d'une fibre optique [3].

L'autre méthode, est le Dépôt en phase vapeur extérieur (OVD : Outside Vapor Deposition) qui est l'un des principaux processus utilisés pour la fabrication de fibres optiques après le MCVD.

L'OVD est nettement plus complexe. Sa complexité réside dans la nécessité d'un équipement conçu sur mesure ce qui le rend d'un usage restreint. La société Corning Glass Works, est la pionnière dans l'utilisation du procédé OVD. En dépit de la complexité du processus ; Corning estime comme un processus très flexible, économique et capable de produire des fibres de haute qualité pour diverses applications [2-3].

Le procédé OVD se fait en trois étapes illustrées sur la Figure I.6. La première étape du procédé est le dépôt de suie. Dans cette étape, un courant chaud de particules de suie de la composition désirée est généré en faisant passer le courant de vapeur à travers une flamme d'oxygène dans le gaz combustible dirigée vers une tige de cible rotatif. La préforme poreuse en verre se constitue couche par couche.

La préforme poreuse est alors prise à la deuxième étape du procédé, le frittage. Dans cette étape du procédé, la préforme est mise dans un four à des températures comprises entre 1400 et 1600°C (selon la composition du verre) pour extraire la tige, et aussi les bulles d'air (Figure I.6.b).

A la troisième étape de fibrage, la préforme est soumise à des températures beaucoup plus élevées (1800-2200°C) (Figure I.6.c).

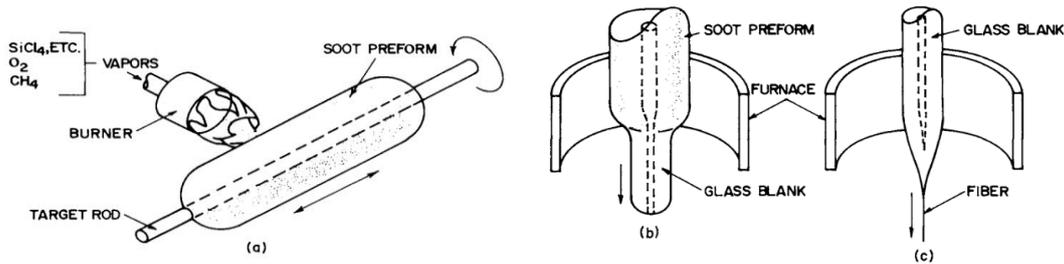


Figure I.6. Dépôt en phase vapeur extérieure (OVD) étapes: (a) dépôt de suie, (b) le frittage, (c) fibrage [4].

I.2.2 Principe de guidage dans une fibre optique

Une fibre optique est une guide d'onde diélectrique de géométrie cylindrique. La lumière est confinée à l'intérieur du guide et se propage de long de l'axe de la fibre optique. La propagation se fait sous forme de modes, seulement un nombre fini de mode se propage le long de la fibre.

Le guidage dans une fibre est expliqué simplement par le fait que lorsque l'indice du cœur n_c est supérieur à l'indice de celui de la gaine n_g , un rayon lumineux se propageant dans le cœur (Figure I.7), subit une réflexion totale à l'interface cœur/gain lorsque l'angle d'incidence α de ce rayon par rapport à la normale à l'interface est supérieur à l'angle critique α_c [5]:

$$\alpha_c = \arcsin\left(\frac{n_g}{n_c}\right) \quad (\text{I.2})$$

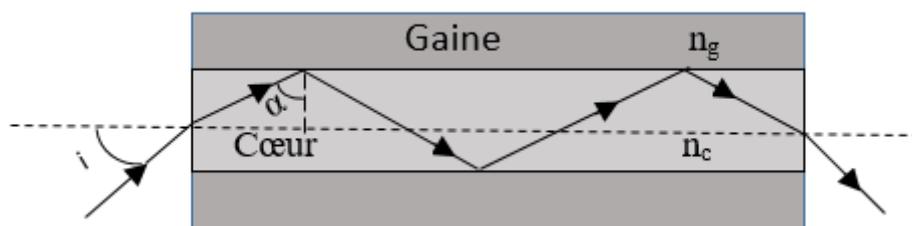


Figure I.7. Principe du guidage

Les principales qualités des fibres optiques sont :

- Une faible absorption,
- Une faible dispersion,
- L'insensibilité aux parasites électromagnétiques,
- Pas de rayonnement vers l'extérieur,

- Une taille réduite et un faible poids,
- Une isolation électrique totale,
- Pas de risque de déflagration en cas de rupture.

I.3 Propagation de la lumière à travers une fibre monomode

Afin d'obtenir un modèle amélioré de la propagation de la lumière dans une fibre optique, la théorie des ondes électromagnétiques est considérée. La base de l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques est fournie par les équations de Maxwell [7-16]. Pour un milieu de conductivité nulle des relations sous forme vectorielles peuvent être écrites en termes de champ électrique E , de champ magnétique H , de densité électrique D et de densité magnétique B :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.4})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{I.5})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.6})$$

Où ∇ est un opérateur vectoriel.

Les quatre vecteurs de champ sont liés par les relations:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{I.7})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{I.8})$$

La transmission des signaux dans les systèmes de communication à fibre optique se fait à travers les modes guidés seulement. Dans ce qui suit, on se concentre exclusivement sur les modes guidés d'une fibre à saut d'indice.

L'équation d'onde s'écrit dans la partie cylindrique en coordonnées ρ, ϕ, z comme suit [12]:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0 \quad (\text{I.9})$$

Où, pour une fibre à saut d'indice de cœur de rayon a , l'indice de réfraction est de la forme :

$$n = \begin{cases} n_c; & \rho \leq a, \\ n_g; & \rho > a. \end{cases} \quad (\text{I.10})$$

L'équation (I.9) est écrite pour la composante axiale E_z du vecteur champ électrique. Des équations similaires peuvent être écrites pour les cinq autres termes de E et H . Toutefois, il est utile de choisir E_z et H_z comme des termes indépendants et obtenir E_ρ , E_ϕ , H_ρ et H_ϕ ; on exprime les composantes transversales en fonction des composantes longitudinales. Les solutions de l'équation (I.9) sont déterminées en utilisant la méthode de séparation des variables en écrivant E_z tel que:

$$E_z(\rho, \phi, z) = F(\rho)\Phi(\phi)Z(z) \quad (\text{I.11})$$

En substituant l'équation (I.11) dans l'équation (I.9), on obtient les trois équations différentielles ordinaires :

$$d^2Z/dz^2 + \beta^2Z = 0 \quad (\text{I.12})$$

$$d^2\Phi/d\phi^2 + m^2\Phi = 0 \quad (\text{I.13})$$

$$\frac{d^2F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m}{\rho} \right) F = 0 \quad (\text{I.14})$$

L'équation (I.11) a une solution de la forme :

$$Z = Z_0 e^{(i\beta z)} \quad (\text{I.15})$$

Où β a la signification physique de la constante de propagation.

De même, l'équation. (I.13) à une solution de la forme,

$$\Phi = \Phi_0 e^{(im\phi)} \quad (\text{I.16})$$

Où m ne prend que des valeurs entières puisque le champ doit être périodique.

L'équation différentielle (1.14) est résolue par les fonctions de Bessel. Sa solution générale dans les régions du cœur et de la gaine peut être écrite comme :

$$F(\rho) = \begin{cases} AJ_m(p\rho) + A'Y_m(p\rho); & \rho \leq a, \\ CK_m(q\rho) + C'I_m(q\rho); & \rho > a, \end{cases} \quad (\text{I.17})$$

Où A , A' , C , et C' sont des constantes arbitraires et J_m , Y_m , K_m , et I_m sont les fonctions de Bessel de 1^{ière} et 2^{ième} espèce. Les paramètres p et q sont définis par :

$$p^2 = n_c^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (\text{I.18})$$

$$q^2 = \beta^2 - n_g^2 k_0^2 \quad (\text{I.19})$$

Vu les conditions aux limites, tel que le champ pour un mode guidé devrait être fini lorsque $\rho=0$ et converge à 0 lorsque $\rho = \infty$, la solution générale de l'équation (I.9) prend la forme [12]:

$$E_z = \begin{cases} AJ_m(p\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z); & \rho \leq a, \\ CK_m(q\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z); & \rho > a, \end{cases} \quad (\text{I.20})$$

Le même calcul peut être utilisé pour obtenir H_z , ce qui satisfait également à l'équation (I.9). En effet, la solution est identique, mais avec différentes constantes arbitraires B et D , qui s'écrit,

$$H_z = \begin{cases} BJ_m(p\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z); & \rho \leq a, \\ DK_m(q\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z); & \rho > a, \end{cases} \quad (\text{I.21})$$

Les quatre autres composantes E_ρ , E_ϕ , H_ρ et H_ϕ peuvent être exprimées en termes de E_z et H_z en utilisant les équations de Maxwell. Dans la région du cœur, on obtient [12]:

$$E_\rho = \frac{i}{p^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \mu_0 \frac{\omega}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (\text{I.22})$$

$$E_\phi = \frac{i}{p^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu_0 \omega \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) \quad (\text{I.23})$$

$$H_\rho = \frac{i}{p^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \varepsilon_0 n^2 \frac{\omega}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (\text{I.24})$$

$$H_\phi = \frac{i}{p^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \varepsilon_0 n^2 \omega \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right) \quad (\text{I.25})$$

Ces équations peuvent être utilisées dans la région de la gaine après la substitution de p^2 par $-q^2$.

Les équations (I.20) - (I.25) expriment le champ électromagnétique dans les régions du cœur et de la gaine d'une fibre optique en termes de quatre constantes A , B , C , et D . Ces constantes sont déterminées en appliquant la deuxième condition aux limites, relative à la continuité des composantes tangentielles à travers l'interface cœur-gaine. En exigeant la continuité de E_z , H_z , E_ϕ et H_ϕ à $\rho = a$, on obtient un ensemble de quatre équations homogènes satisfaites par A , B , C et D . La solution de ces équations est non triviale seulement si le déterminant des coefficients de la matrice est nul. Cette condition nous conduit à l'équation aux valeurs propres suivantes,

$$\left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right] \left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{n_g^2}{n_c^2} \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right] = \frac{m^2}{a^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right) \left(\frac{1}{p^2} + \frac{n_g^2}{n_c^2} \frac{1}{q^2} \right) \quad (\text{I.26})$$

Pour un ensemble donné de paramètres k_0 , a , n_c et n_g , l'équation aux valeurs propres (I.26) peut être résolue numériquement pour déterminer la constante de propagation β . D'une manière générale, il peut y avoir plusieurs solutions pour chaque valeur entière de m . Chaque β_{mn} de valeur correspond à un mode possible de propagation du champ optique dont la distribution spatiale est obtenue à partir des équations (I.20) - (I.25). En général, les deux champs E_z et H_z sont non nuls (sauf si $m = 0$), les modes sont appelés modes hybrides et désignés par HE_{mn} ou EH_{mn} , selon que de H_z ou E_z domine. Dans le cas particulier, $m=0$, HE_{0n} et EH_{0n} sont également désignés par TE_{0n} et TM_{0n} , respectivement, car ils correspondent aux modes transverses électriques ($E_z = 0$) et aux modes transverses magnétiques ($H_z = 0$). Une autre notation LP_{mn} est parfois utilisée pour l'approximation au guidage faible pour lesquels les deux composantes E_z et H_z sont presque nulles (LP signifie modes polarisées linéairement).

Un mode est uniquement déterminé par sa constante de propagation β . Il est utile d'introduire une quantité $\bar{n} = \beta / k_0$, appelé indice de mode ou indice effectif ayant la signification physique que chaque mode de la fibre se propage avec l'indice de réfraction effectif \bar{n} , dont la valeur se situe dans la gamme $n_c > \bar{n} > n_g$. Un mode cesse d'être guidé lorsque $\bar{n} \leq n_g$. Ceci peut être compris en notant que le champ optique de modes guidés diminue de manière exponentielle à l'intérieur de la couche de la gaine

$$K_m(q\rho) = (\pi/2q\rho)^{\frac{1}{2}} \exp(-q\rho) \quad \text{pour} \quad q\rho \gg 1. \quad (\text{I.27})$$

Quand $\bar{n} \leq n_g$, $q^2 \leq 0$ de l'équation (I.20). Le mode est de coupure quand q devient nul ou lorsque $\bar{n} = n_g$. A partir de l'équation. (I.19), $p = k_0 (n_c^2 - n_g^2)^{1/2}$, lorsque $q = 0$. Un paramètre qui joue un rôle important dans la détermination de la condition de la coupure de mode est définie par :

$$V = k_0 a (n_c^2 - n_g^2)^{1/2} \approx (2\pi/\lambda) a n_c \sqrt{2\Delta} \quad (\text{I.28})$$

appelée la fréquence normalisée ou simplement le paramètre V . Il est également utile d'introduire une constante de propagation normalisée b qui s'exprime comme suit:

$$b = \frac{\beta/k_0 - n_g}{n_c - n_g} = \frac{\bar{n} - n_g}{n_c - n_g} \quad (\text{I.29})$$

La Figure I.9 montre la variation de b en fonction de V pour quelques modes de fibres à faible ordre obtenue en résolvant l'équation aux valeurs propres (I.26). Une fibre avec une grande valeur de V supporte plus de modes. Une estimation approximative du nombre de modes d'une

fibres multimodes est donnée par $V^2 / 2$. Par exemple, une fibre typique multimodes avec $a = 25 \mu\text{m}$ et $\Delta = 5 \times 10^{-3}$ a $V \approx 18$ à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, accepte environ 162 modes. Cependant, le nombre de modes diminue rapidement lorsque V diminue. Comme on le voit sur la Figure 1.8, une fibre avec $V = 5$ prend en charge sept modes.

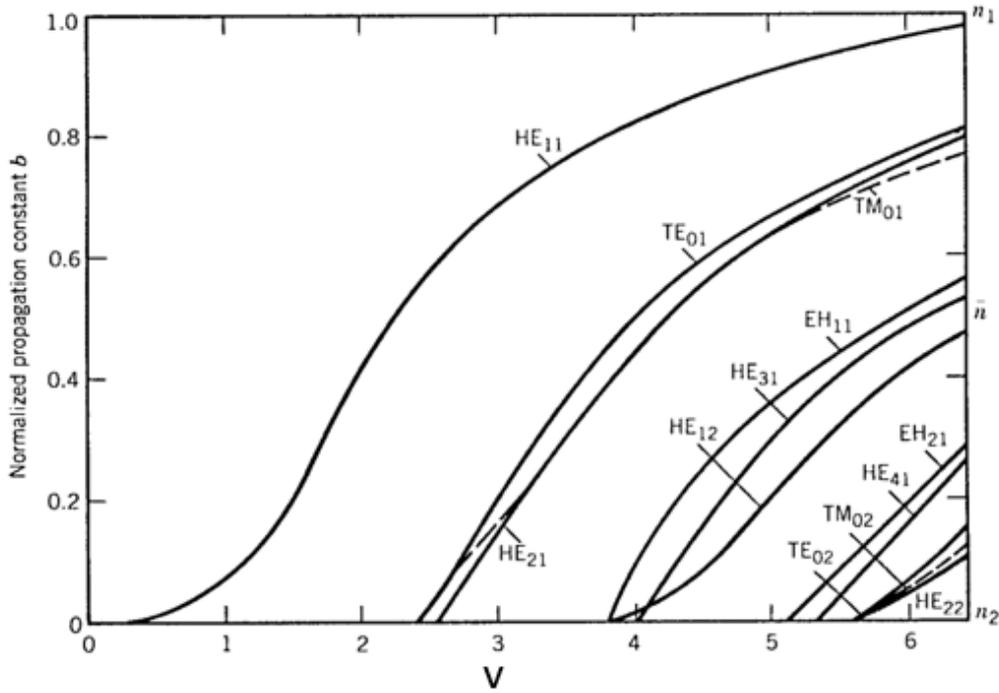


Figure I.8. Constante de propagation Normalisée b en fonction de la fréquence normalisée V . L'échelle de droite montre l'indice effectif \bar{n} [12].

Les fibres monomodes prennent en charge uniquement le mode HE_{11} , également connu sous le mode fondamental de la fibre. La fibre est conçue de telle sorte que tous les modes d'ordre supérieur sont supprimés à la longueur d'onde de fonctionnement. Comme on peut le voir sur la Figure I.8, le mode fondamental se propage toujours dans la fibre.

Les conditions monomodes sont déterminées par la valeur de V au cours de laquelle les modes TE_{01} et TM_{01} atteignent la coupure (voir Figure I.8). Les équations aux valeurs propres de ces deux modes peuvent être obtenues sous la condition $m = 0$ de l'équation (I.26), et sont donnés par :

$$pJ_0(pa)K'_0(qa) + qJ'_0(pa)K_0(qa) = 0 \quad (\text{I.30})$$

$$pn_g^2 J_0(pa)K'_0(qa) + qn_c^2 J'_0(pa)K_0(qa) = 0 \quad (\text{I.31})$$

Un mode atteint la coupure quand $q=0$. Etant donné que $pa=V$ lorsque $q=0$, la condition de coupure pour les deux modes est simplement donnée par la fonction de Bessel d'ordre zéro $J_0(V)=0$.

La plus petite valeur de V pour laquelle $J_0(V)=0$ est 2.405. Une fibre conçue de telle sorte que $V<2,405$ propage uniquement le mode fondamental HE_{11} (la condition monomodale).

Nous pouvons utiliser l'équation (I.28) pour estimer le rayon du cœur des fibres monomodes. La fibre est généralement conçue pour devenir à mode unique pour $\lambda>1,2\ \mu\text{m}$. En prenant $\lambda=1,2\ \mu\text{m}$, $n_c=1,45$, et $\Delta=5\times 10^{-3}$, Equation (I.28) montre que $V<2,405$ pour un rayon de cœur $a<3,2\ \mu\text{m}$.

Le rayon du cœur nécessaire peut être portée à environ $4\ \mu\text{m}$ par Δ diminuant à 3×10^{-3} . En effet, la plupart des fibres de télécommunication sont conçus avec $a\approx 4\ \mu\text{m}$. L'indice de mode \bar{n} à la longueur d'onde de fonctionnement peut être obtenue en utilisant l'équation (I.29), selon lequel :

$$\bar{n} = n_g + b(n_c - n_g) \approx n_g(1 + b\Delta) \quad (\text{I.32})$$

I.5 Propriétés des fibres optiques

I.5.1 Ouverture numérique et angle d'acceptation

L'ouverture numérique (Numerical Aperture) est l'angle qui traduit la quantité de lumière à être collectée par un système optique, que ce soit une fibre optique, une lentille d'objectif de microscope ou une lentille photographique. Elle est le produit de l'indice de réfraction du milieu d'incidence n_i et le sinus de l'angle maximum ou l'angle d'acceptance α_c (Figure I.10).

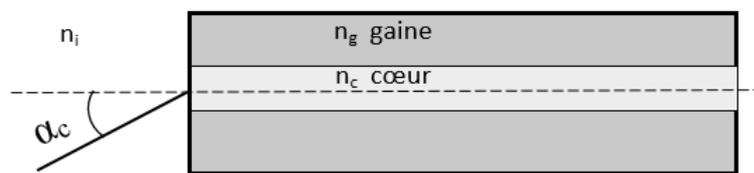


Figure I.9. Angle d'acceptation de la fibre optique.

Alors l'ouverture numérique est donnée par [16]:

$$NA = n_i \sin(\alpha_c) \quad (\text{I.33})$$

Dans la plupart des cas, la lumière provient du milieu d'indice $n_i=1$ (air). Dans ce cas, l'ouverture numérique d'une fibre à saut d'indice peut être déduite de la loi de Snell-Descartes :

$$NA = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (I.34)$$

Dans l'approximation de guidage faible $\Delta \ll 1$, l'ouverture numérique de la fibre peut être écrite comme :

$$NA = n_c \sqrt{2\Delta} \quad (I.35)$$

I.5.2 Bande passante

C'est une mesure de la capacité de transfert de données d'une fibre optique. C'est sa Bande passante. Elle dépend du type de fibre. La fibre monomode permet d'avoir un débit d'informations beaucoup plus important que la multimode. La Figure I.11 montre une comparaison entre deux fibres. Pour la fibre multimode, lorsqu'une information (A, B ou C) se propage dans la fibre suivant n modes, celle-ci est déformée par élargissement des impulsions (phénomènes de dispersion). Par contre dans la fibre monomode, une information (A, B ou C) se propage dans la fibre suivant un seul mode, donc n'est pas déformée. On peut donc densifier beaucoup plus les informations c'est-à-dire obtenir un débit bien plus important.

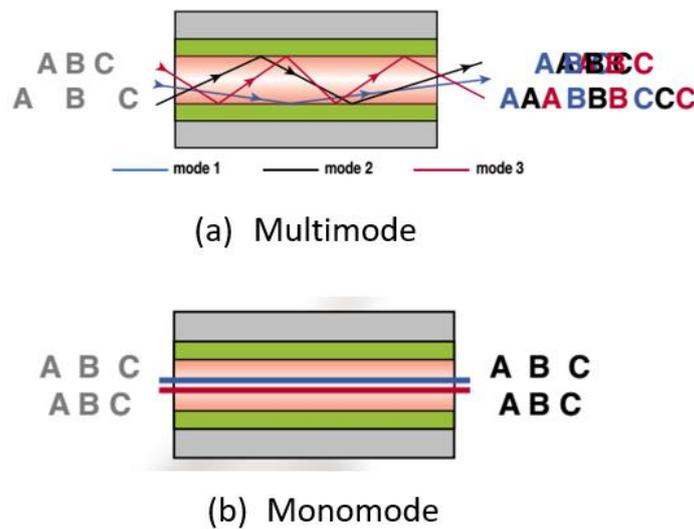


Figure I.10 La bande passante pour, (a) fibre multimode, (b) fibre monomode.

I.5.3 Atténuation

L'atténuation dans les fibres optiques est la diminution de l'énergie du signal transmis dans la fibre optique. Elle est un facteur critique dans les télécommunications servant à déterminer la limite de la distance maximale de transmission des signaux.

La loi de Beer-Lambert définit l'atténuation linéique par le coefficient de linéaire α_0 [6] :

$$P_L = P_0 e^{-\alpha_0 L} \quad (\text{I.36})$$

P_0, P_L : sont respectivement les puissances d'entrée et de sortie d'une fibre de longueur L .

Le coefficient α s'exprime en $dB.km^{-1}$:

$$\alpha (dB.km^{-1}) = 4,343 \alpha_0 (dB.km^{-1}) \quad (\text{I.37})$$

L'atténuation dans les fibres optiques résulte de plusieurs mécanismes :

- L'absorption intrinsèque du matériau constitutif provoque une augmentation très rapides des pertes aux longueurs d'onde $\lambda > 1,8 \mu m$ dans la silice. En plus, la présence d'impuretés peut créer diverses bandes d'absorption ; elles sont toutefois pratiquement toutes éliminées par les techniques de fabrication actuelles à l'exception de la plus forte d'entre elles, correspondant à la résonance fondamentale de l'ion OH^- à $1,39 \mu m$ [17].
- Les irrégularités involontaires de structure provoquent des pertes par diffusion. L'effet Rayleigh, dû aux fluctuations de composition dans les verres, d'origine thermodynamique, est inévitable ; il provoque une augmentation en λ^{-4} de l'atténuation aux courtes longueurs d'onde. L'irrégularité de l'interface gaine/cœur crée des pertes plus importantes et plus irrégulières en longueur d'onde [18].
- Les pertes dues aux conditions dans lesquelles les fibres sont utilisées. Toute courbure crée des pertes par rayonnement. Les microcourbures sont des courbures très faibles mais répétées et incontrôlables. Ces pertes s'ajoutent directement aux pertes intrinsèques (absorption et effet Rayleigh).
- Enfin, les fibres sont toujours utilisées par tronçons de longueur finie, raccordées par des épissures. Chaque épissure peut provoquer une perte de raccordement. La Figure 1.12, montre l'atténuation dans une fibre optique.

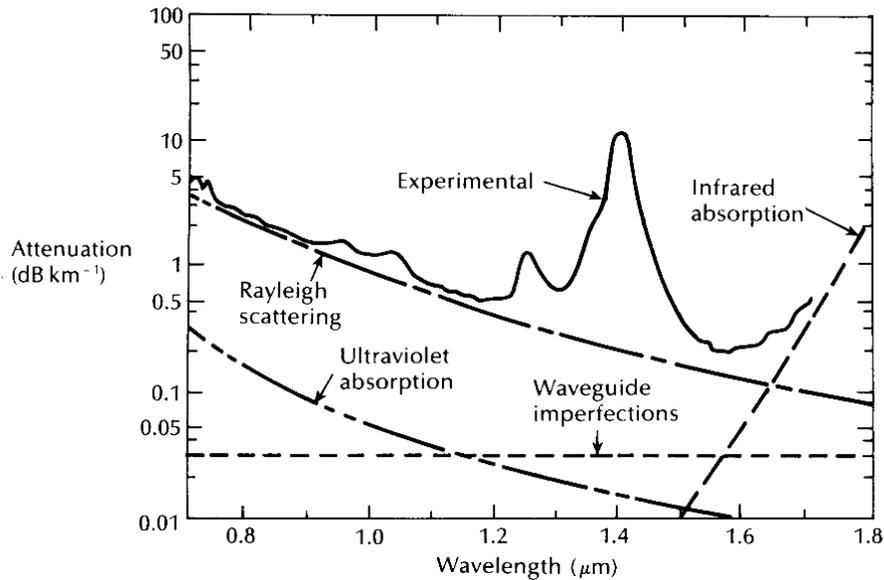


Figure I.11. L'atténuation dans une fibre optique [6].

I.5.4 Dispersion

Lorsqu'un signal lumineux se propage dans un milieu, il subit un élargissement dans le temps appelé dispersion temporelle (Figure I.13). Cet élargissement limite le débit dans un système de communication optique, car il force à augmenter le délai entre deux impulsions. Il existe plusieurs causes d'élargissement temporel d'une impulsion se propageant dans le milieu dispersif.

La dispersion temporelle vient du fait que l'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde et que les sources utilisées pour transmettre le signal ne sont pas purement monochromatiques (on parle alors de dispersion chromatique ou de dispersion matériau). Les différentes composantes spectrales d'une source ont donc des temps de propagation différents, ce qui provoque l'élargissement d'une impulsion [20].



Figure I.12. Evolution d'un signal lumineux à travers une fibre optique.

La Figure I.14, montre des exemples typiques de la dépendance en longueur d'onde. Une fibre standard (conventionnel) a une dispersion de $17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ à une longueur d'onde de 1550nm , et une dispersion nulle pour une fibre à dispersion décalée, et presque nulle pour une fibre à dispersion aplatie.

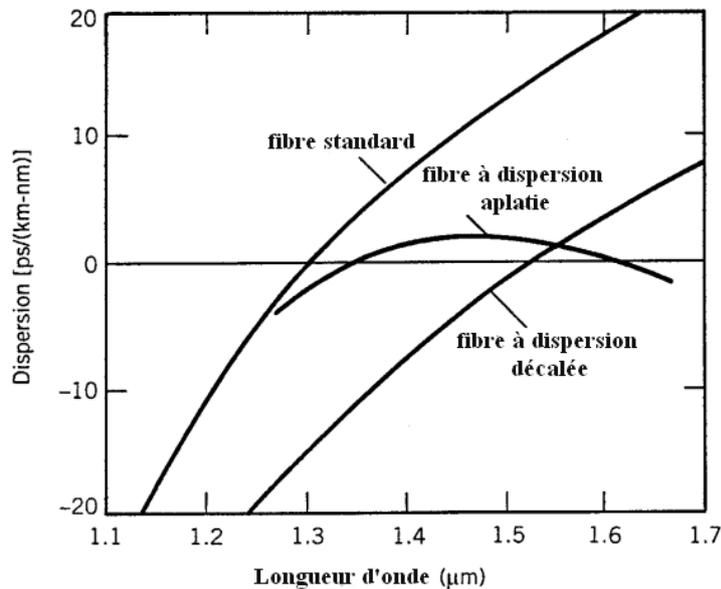


Figure I.13. Coefficient de dispersion en fonction de la longueur d'onde [1].

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté une brève introduction sur les fibres optiques et leurs principales caractéristiques : L'ouverture numérique, la bande passante, l'atténuation, et la dispersion. Ces fibres restent toujours en développement. Le diamètre du cœur de la fibre peut définir le nombre de modes guidés avec une longueur d'onde bien défini. Jusqu'à nos jours, les fibres optiques nécessitent des composants optiques d'extrémités pour l'injection de la lumière (laser, diode laser..), ou pour leur couplage avec d'autres systèmes optoélectroniques ; ex : Les récepteurs (photodétecteurs). L'optimisation du couplage entre les émetteurs, récepteurs et les fibres nécessite, donc, un système optique de bonne efficacité de couplage. Ces systèmes sont connus sous la dénomination « Microcollimateur ».

I.7 Références

- [1] Dietrich Marcuse, Principles of optical fiber measurements, Academic Press, pp 1-14 (1981).
- [2] Tingye Li, Optical fiber communications: Fiber fabrication, Academic Press, pp 1-68 (1985).
- [3] Pierre Lecoy, Fiber-optic communications, Wiley, pp 76-80 (2007).
- [4] T. F. Morse, Alexis Mendez, Specialty optical fibers handbook, Elsevier, pp 69-75 (2007).
- [5] Irene, Michel Joindot, Les télécommunications par fibres optiques, Dunod, pp 1-47 (1996).
- [6] Malcolm Johnson, Optical fibres, cables and systems, ITU, Photodisc, pp 1-27 (2009).
- [7] Matt Young, Optics and lasers including fibers and integrated optics, Springer Series in Optical Sciences, pp 205-226 (1984).
- [8] Le Nguyen Binh, Optical fiber communication systems with MATLAB[®] and Simulink[®] models second edition, CRC press, pp 13-32 (2014).
- [9] John Senior, Optical fiber communications principles and practice third edition, Prentice Hall, pp 13-78 (2008).
- [10] R. P. Khare, Fiber optics and optoelectronics, Oxford University Press, pp 17-108 (2004).
- [11] J.K Shaw, Mathematical Principles of optical fiber communications, pp 9-24 (2003).
- [12] Govind p. Agrawal, Fiber-optic communication systems third edition, Wiley-interscience, pp 22-37 (2002).
- [13] John Crisp, Introduction to fiber optics, second edition, Newnes, pp 22-38 (2001).
- [14] J. A. Arnaud, Beam and fiber optics, Academic Press, pp166-168 (1976).
- [15] Casimer DeCusatis, Handbook of fiber optic data communication a practical guide to optical networking third Edition, Elsevier, pp 19-36 (2008).
- [16] M. Born, E. Wolf, Principles of optics, 7th edition, Cambridge University Press, NewYork, (1999).

- [17] G. A. Thomas, B. L. Shraiman, P. F. Glodis, and M. J. Stephan, *Nature* 404, 262 (2000).
- [18] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyoshita, *Electron. Lett.* 15, 106 (1979).
- [19] U. Gliese, S. Ngrskov, and T. N. Nielsen, Chromatic dispersion in fiber optic microwave and millimeter-wave links, *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, VOL. 44, NO. 10 (1996).

Chapitre II

LES MICROCOLLIMATEURS

Chapitre 2

II.1 Introduction

L'utilisation des microcollimateurs a pour objectif l'amélioration du couplage optique entre la fibre optique et les autres composants optiques et/ou optoélectroniques (fibres optiques, source laser, photo-détecteur...etc.). Dans cette partie, on donnera un aperçu sur les principales méthodes et techniques de fabrication des microcollimateurs ; intégration de microlentilles en bout des fibres optiques.

II.2 Types de microcollimateurs

Dans la littérature, on trouve un classement en deux grandes familles de microcollimateurs : extrinsèques et intrinsèques bien que dans bien d'exemple une combinaison des deux formes existe.

II.2.1 Microcollimateurs extrinsèques

Ce type de microcollimateur se compose d'une fibre optique et d'un système optique séparé. Les chercheurs comme Richard et al. [1] ont utilisé des lentilles sphériques en Saphir ou en verre BK-7 afin d'augmenter le transfert optique (Figure II.1), Les résultats montrent que l'augmentation ne dépasse pas les 67%.

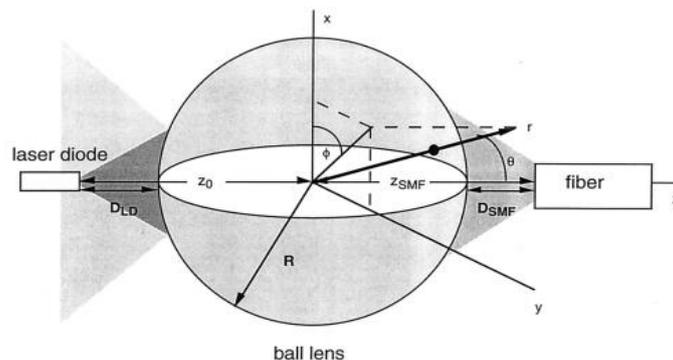


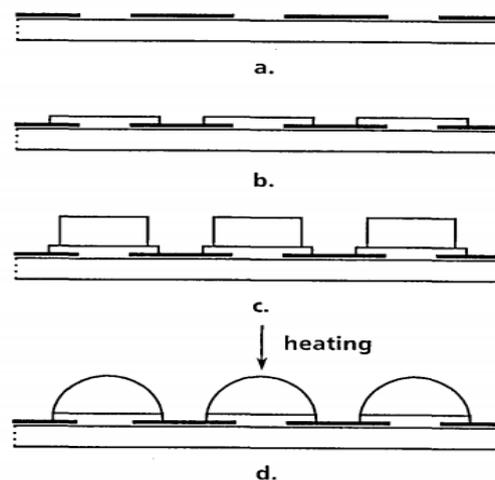
Figure II.1. Couplage par une microlentille sphérique.

II.2.1.1 Méthodes de fabrication de microlentilles extrinsèques

A ce sujet, plusieurs méthodes de fabrication de ces microlentilles sont étudiées et reportées dans la littérature. La méthode la plus répandue est la photolithographie, Zoran D. et al [2] ont fabriqué des microlentilles sur ce principe. Les étapes du procédé de fabrication des

Chapitre II

microlentilles sont décrites de façon schématique dans la Figure II.2. La première étape est la formation de trous d'ouverture de la lentille (Figure II.2.a). Une couche mince d'aluminium (épaisseur 2500 Å) est déposée sur un substrat de quartz avec un réseau de trous de 15 µm de diamètre. Ces trous deviennent les diaphragmes pour les lentilles fabriqués par la suite au-dessus d'elles. Pour le développement du modèle, une résine photosensible a été utilisée dans les conditions standards recommandées par le fabricant. La deuxième étape consiste à former des socles (Figure II.2.b). La même résine photosensible positive utilisée dans l'étape 1 est étalée sur la plaquette et exposée pour produire un motif de cercles de diamètre de 30 µm centrés sur le dessus des trous de 15 µm. Après le développement de la résine photosensible, le socle est soumis à un procédé de durcissement par ultraviolet, de telle sorte que sont formés des socles qui deviennent insolubles et stables à des températures supérieures à 180°C. Le processus de durcissement par UV a été réalisé en utilisant un système d'exposition aux UV profond donnant 600 mW / cm² de rayonnement dans la gamme de longueurs d'onde 200-300 nm. La troisième étape est la formation de cylindres (Figure II.2.c). Les cylindres ont été formés en utilisant la résine photosensible (Shipley TF-20) qui est formulé spécifiquement pour permettre des revêtements plus épais (3 µm à 6 µm pour la filature des vitesses de 6000 jusqu'à 2000 tours/minute, respectivement). L'indice de réfraction de la résine séchée est d'environ 1,65 µm pour $\lambda=700$ nm. Pour obtenir une épaisseur de film avant le développement de 15 µm, deux revêtements successifs sont nécessaires. Conditions de filage pour les deux revêtements étaient 2000 tours/minute pendant 45 s, avec 10 min dans le four après la première couche et de 30 minutes après la deuxième couche. Une fois que les cylindres ont été formés, le socle est exposé à un rayonnement UV pendant 15 min.



Chapitre II

Figure II.2. Les étapes de production de microlentilles: (a) le film est déposé sur un substrat de quartz et à motifs avec des trous de $15\mu\text{m}$; (b) socles circulaires avec diamètres de $30\mu\text{m}$ sont formées au-dessus des trous; (c) cylindres de diamètres $25\mu\text{m}$ [2].

L'Etape 4. C'est la formation de lentilles par chauffage (Figure II.2.d). Dans la dernière étape, les cylindres sont placés pendant 15 minutes dans un four chauffé à 140°C . Dans ces conditions, le matériau du cylindre fond et coule sur le socle pour former la matrice de microlentilles sphériques (Figure II.3).

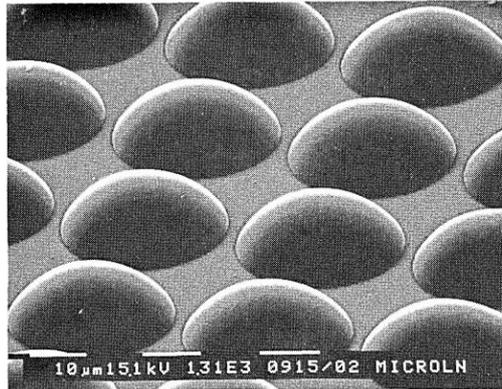


Figure II.3. Type de la matrice de microlentilles vue par microscopie électronique à balayage [2].

Dans d'autres travaux [3-11] les moules de quartz ont été substitués par des substrats en PDMS ou en verre et la résine par du SU8 (Polymère largement utilisé en micro-optique) pour simplifier les procédures de fabrication. D'autres travaux utilisent la technologie de l'immersion en deux phases liquides non miscibles (Figure II.4) [12].

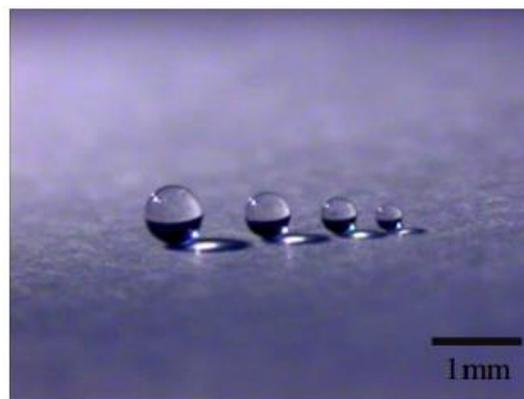


Figure II.4. Microlentilles fabriquées par la méthode de l'immersion [12].

Chapitre II

Ces méthodes partagent des points communs, comme la possibilité de changer le rayon de courbure, mais avec des inconvénients comme l'instabilité, l'ajustement et la complexité du système de couplage et le coût élevé. Pour ces raisons les recherches privilégient la voie des microcollimateurs intrinsèques.

II.2.2 Microcollimateurs intrinsèques

Dans ce cas, le microcollimateur est compact où la microlentille constitue une partie intégrante de la fibre optique. Ces microcollimateurs sont fabriqués par transformation la combinaison de la fusion et l'étirage de l'extrémité de la fibre optique ou en lui collant ou soudant des tronçons de silice. Dans la littérature, on trouve plusieurs méthodes de fabrication des microlentilles

II.3 Méthodes de fabrication des microlentilles

II.3.1 Fusion thermique

Plusieurs techniques de fusion ont été utilisées pour fabriquer la microlentille à l'extrémité de la fibre, Malki et al [13] ont utilisé de cette technique. Elle consiste à appliquer un rayon laser CO₂ de haute puissance (28W) comme est illustré dans la Figure 1.8. Afin de matérialiser le faisceau infra-rouge, un faisceau laser He-Ne lui est superposé à l'aide du miroir M1. Une lentille en ZnSe focalise le faisceau laser sur la fibre, qui est placée à une distance de 200mm. Le diamètre du spot est estimé à 800µm; cette zone chauffée peut être modifiée en déplaçant la lentille de ZnSe sur sa longueur focale. La fibre est maintenue horizontalement par un support mécanique, comme indiqué sur la Figure II.5. Elle est étirée par les déplacements des moteurs nano-pas, jusqu'à la rupture.

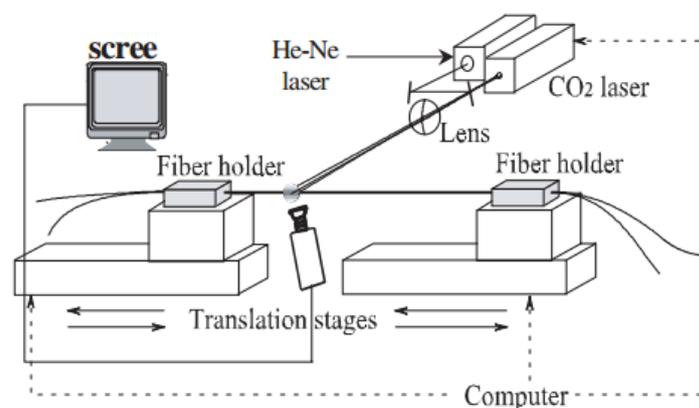


Figure II.5. Fabrication de microcollimateurs par Laser CO₂ [13].

Chapitre II

La Figure II.6 montre une image d'un microcollimateur réalisé par la méthode de fusion par laser CO₂, le rayon de courbure obtenu pour ce microcollimateur est de 25.64 μm .

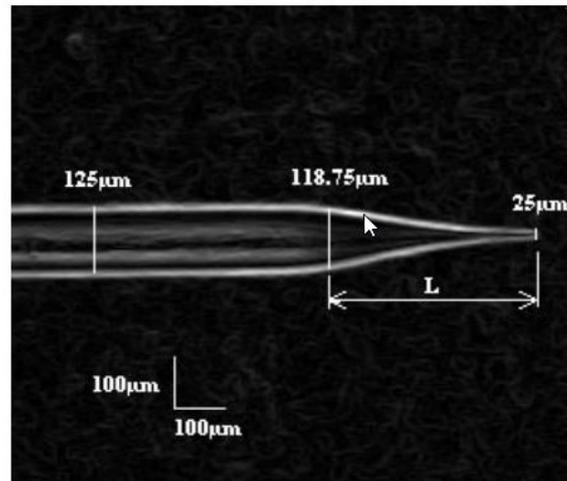


Figure II.6. Vue au microscope d'un microcollimateur réalisé par Laser CO₂ [13].

Une autre technique proposée par C-H. Tien et al [14]. Ils ont réalisé des microlentilles hémisphériques sur l'extrémité d'une fibre monomode en appliquant le procédé de l'arc à décharge électrique. Le procédé de fabrication est illustré schématiquement sur la Figure II.7. Tout d'abord, ils ont utilisé une colle pour raccorder la fibre et le tançons de silice. Ensuite, ils ont clivé la fibre de silice pure (tronçons) perpendiculaire à son axe en contrôlant la longueur du tronçon à l'aide d'un microscope. Puis, ils ont appliqué un arc de décharge à haute tension. L'extrémité la fibre en silice se transforme graduellement en un hémisphère en raison des tensions superficielles. Une vue de côté de la lentille hémisphérique est représenté sur la Figure 1.8 (c).

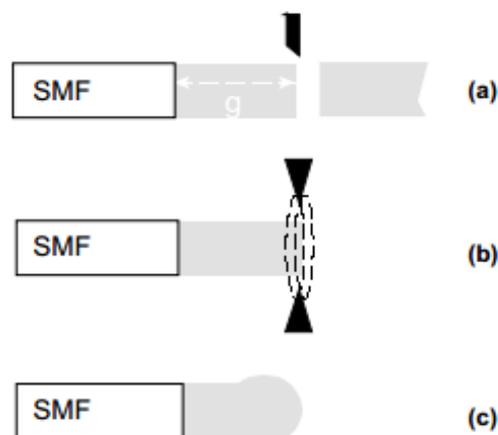


Figure II.7. Etapes de fabrication de microcollimateurs par décharge électrique [14].

Chapitre II

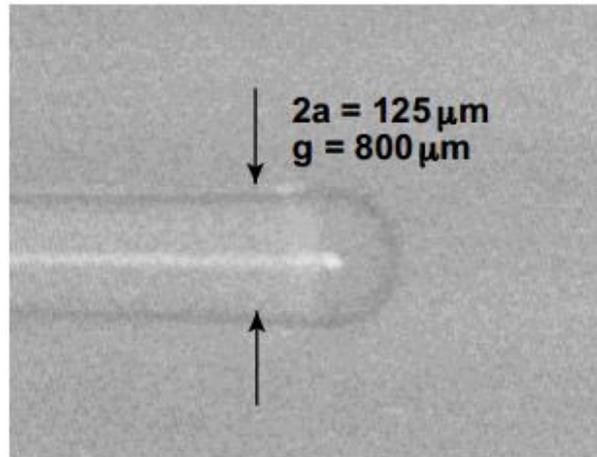


Figure II.8. Image d'un microcollimateur à microlentille de $r=62.5\mu\text{m}$ [14].

De la même façon, M. Thual et al [15] ont soudé un tronçon de silice puis un tronçon de fibre à gradient d'indice en guise de lentille à gradient d'indice (Figure II.9).

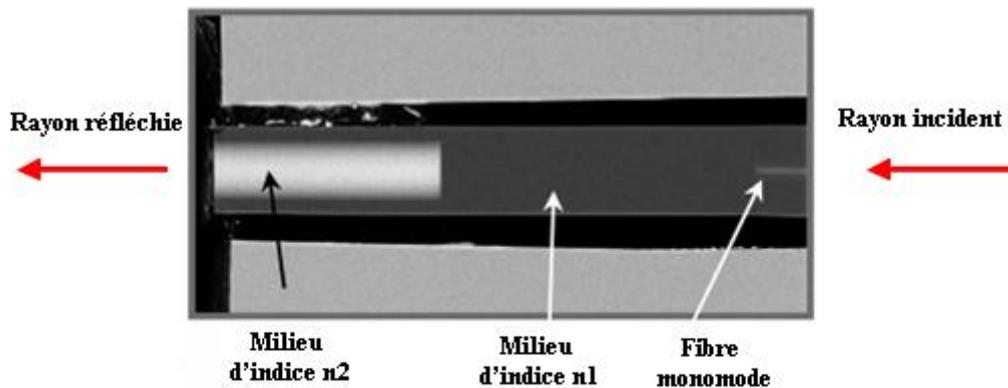


Figure II.9. Microcollimateur Gradissimo proposé par Thual et al [15].

II.3.2 Photo-polymérisation

Dans cette technique, les chercheurs ont utilisé des polymères sensibles à un spectre spécifique, chaque polymère ayant une longueur d'onde d'absorption. Plusieurs techniques ont été présentées, tel que celle de Sh. Zheng et al [16]. Ces derniers ont mélangé l'éosine Y et Irgacure 819 (spectre d'absorption 517nm) dans une cuve, puis ont plongé la fibre verticalement dans la cuve comme le montre dans la figure 1.10 et la retire. Les tensions superficielles du liquide forment une lentille hémisphérique à l'extrémité de la fibre. Pour polymériser le liquide, ils ont injecté un faisceau laser (532nm) à travers la fibre.

Chapitre II

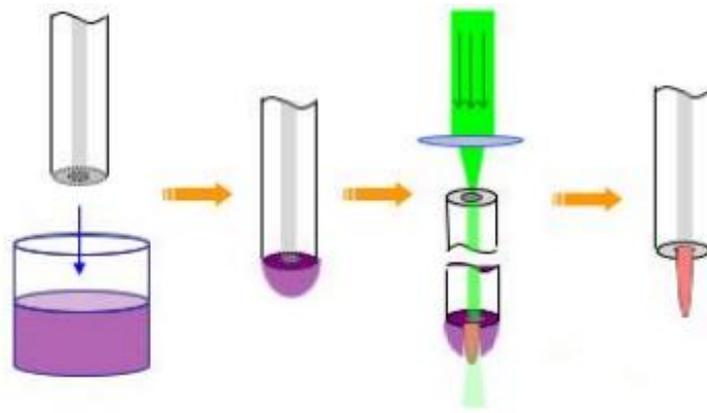


Figure II.10. Fabrication des microcollimateurs par photo-polymérisation [16].

Les rayons de courbures obtenus par cette technique varient entre $0,44 \mu\text{m}$ à $5,9\mu\text{m}$. La Figure II.11 illustre une image d'un microcollimateur de rayon de courbure $r=5,9\mu\text{m}$ obtenue par microscopie électronique à balayage.

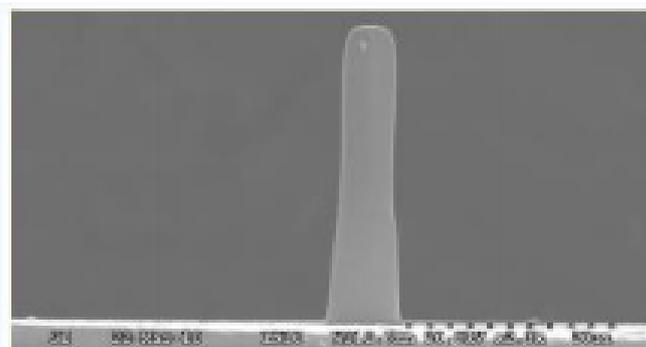


Figure II.11. Image MEB d'un microcollimateur réalisé par la méthode de photo-polymérisation [16].

Une autre méthode utilise une lampe au lieu d'un laser pour la polymérisation comme le montre dans la Figure II.12. Après la formation de microlentille au bout de la fibre optique, Tseng et al ont utilisé une lampe ultraviolette pour la polymérisation du polymère SU8.

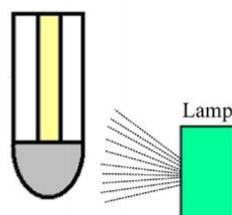


Figure II.12 Photo-polymérisation par lampe ultraviolette [17].

Chapitre II

Les rayons de courbure obtenus par cette technique sont de l'ordre de $245\mu\text{m}$ à $405\mu\text{m}$ (Figure II.13)

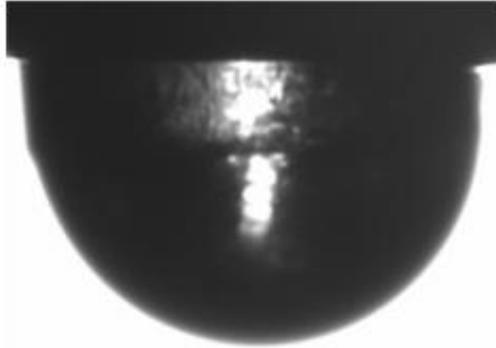


Figure II.13. Microcollimateur obtenu par la méthode de photo-polymérisation avec lampe UV [17].

Une autre méthode proposée par H. Malik [18]. Elle consiste à déposer à l'extrémité d'une fibre une goutte de solution photopolymérisable. Cette goutte est maintenue par sa propre tension surfacique. L'illumination à une longueur d'onde correspondant à la bande d'absorption dans le visible de la solution (543 nm) permet de polymériser une partie de la goutte. La dernière opération est un lavage au méthanol pour éliminer le monomère résiduel. Il en résulte un pic de polymère (ou micropointe optique) en bout de fibre. La Figure II.14 donne une image de la micropointe prise par un microscope électronique à balayage. Elle représente une micropointe optique fabriquée sur une fibre monomode éclairé avec un laser à 543 nm .

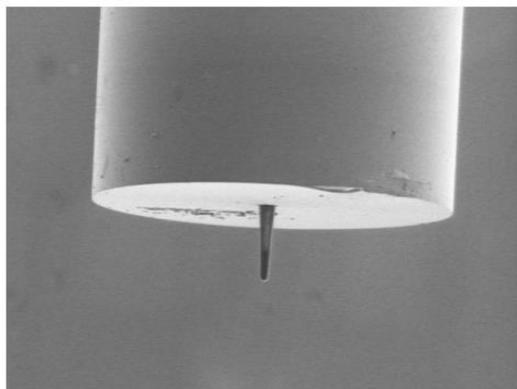


Figure II.14. Exemple de réalisation d'une micropointe de $30\mu\text{m}$ de longueur et $9\mu\text{m}$ de diamètre de base [18].

Chapitre II

II.3.3 Attaque chimique

En 1982, G. Eisenstein et D. Vitello [19] ont proposé une simple méthode de réalisation de microcollimateur. Celui est fabriqué par gravure (attaque) chimique sélective de la fibre. Une fibre monomode est immergée dans une solution constituée d'un mélange d'acide fluorhydrique et de fluorure d'ammonium à 40 % et 60% de H₂O. Le taux de l'activité chimique est plus élevé dans la région dopée au phosphore (la gaine) et moins dans la région centrale (le cœur) où la concentration de germanium (Ge) est la plus élevée. En conséquence, l'extrémité de fibre devient conique comme on le voit dans la Figure II.15.

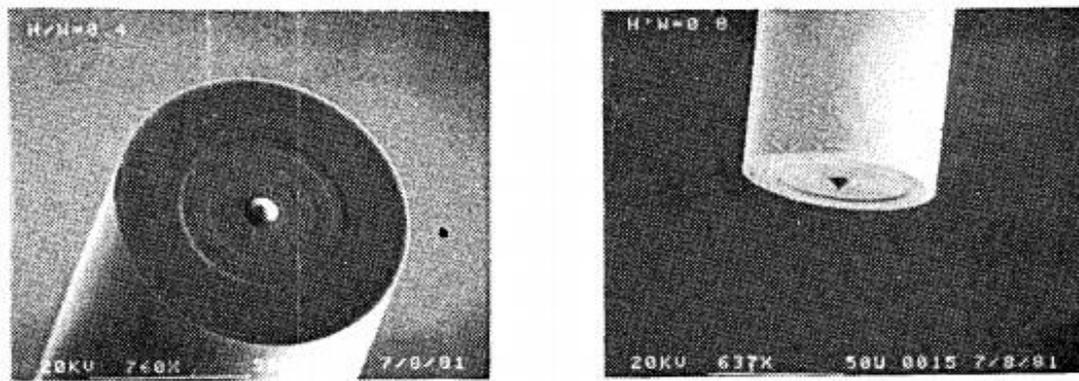


Figure II.15. Microcollimateurs fabriqués par l'attaque chimique [19].

La base du cône observé ici est égale à la section transversale du cœur, cependant, leur hauteur, peut être contrôlée dans une large plage par le temps de gravure, la concentration d'HF, et la température de la solution.

Une autre variante, consiste à user de l'attaque chimique par l'acide HF suivi d'une fusion thermique par arc électrique [20] (Figure II.16).

Les réactions mises en jeu dans le cas de la silice mènent à la formation de l'acide hexafluorosilicique i de la réaction suivante [21,22] :



L'autre produit possible de la réaction silice-HF, surtout à des températures légèrement élevées ($T \approx 60^\circ$) est le gaz tétrafluorosilicate :



Chapitre II

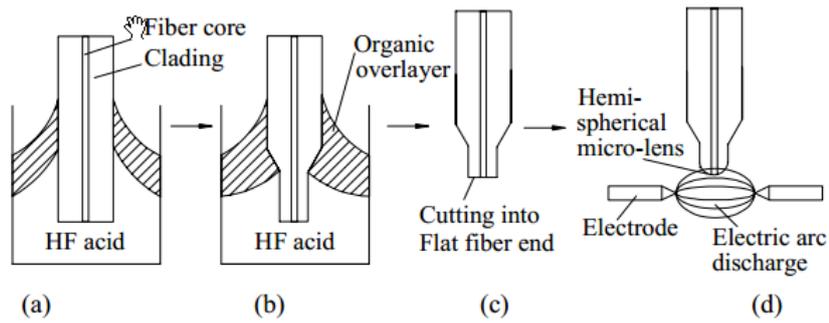


Figure II.16. Etapes de fabrication de microcollimateurs par attaque chimique et fusion thermique [20].

Cette méthode permet d'obtenir des rayons de courbure entre $10\mu\text{m}$ à $60\mu\text{m}$. la Figure II.17 Montre un microcollimateur fabriqué par la méthode d'attaque chimique et fusion thermique.



Figure II.17. Microcollimateur fabriqué par l'attaque chimique et fusion thermique [20].

Chris W et al [23] ont utilisé la même méthode mais ont utilisé un laser CO_2 pour la fusion de la pointe FigII.18.

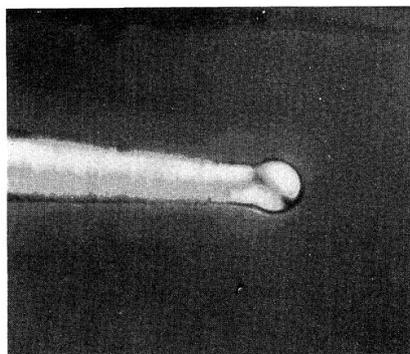


Figure II.18. Microlentille fabriqué par l'attaque chimique et laser CO_2 [23]

Chapitre II

Dans notre laboratoire (laboratoire d'optique appliquée), Demagh N. et al [24], ont trouvé qu'avant la formation de la pointe au cours de la gravure chimique (HF), il existe une étape intermédiaire. Cette dernière permet d'obtenir une microcavité conique dite « cône concave » (Figure II.19).

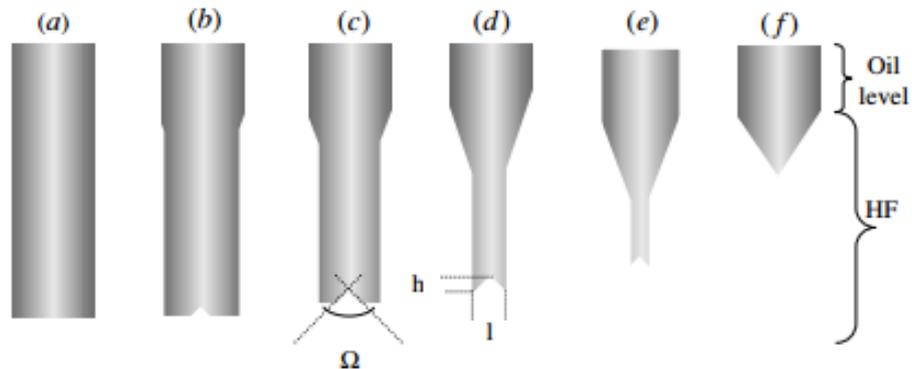


Figure II.19. Etapes de formation de la microstructure conique [24].

Les dimensions de ce cône (hauteur h et largeur l) dépendent de la concentration de l'acide HF, la température, et le temps d'immersion, la Figure II.20 montre l'évolution des dimensions du cône dans le cas deux types de fibre optique monomode ($4/125\mu\text{m}$ et $9/125\mu\text{m}$).

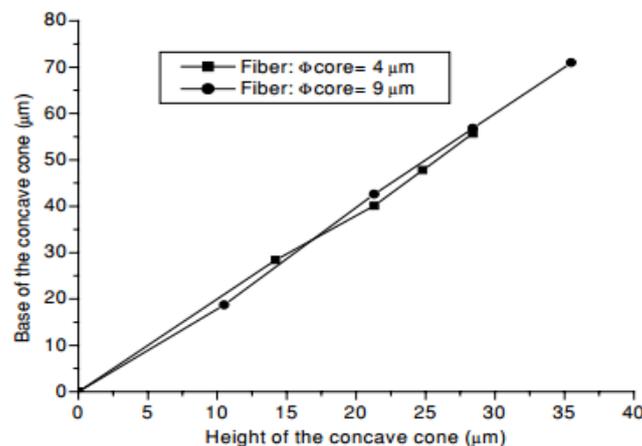


Figure II.20. Evolution de la largeur l en fonction de la hauteur h du cône [24].

Dans le même travail, Demagh et al ont utilisé ce cône concave dans les raccordements auto-alignés entre deux fibres ; la première fibre munie d'une microcavité et la deuxième d'une pointe (Figure II.21). L'alignement des deux fibres par l'utilisation de cette méthode augmente l'efficacité de couplage (perte par couplage 0.63dB contre 0.69dB dans le cas de deux fibres traditionnellement assemblées)

Chapitre II

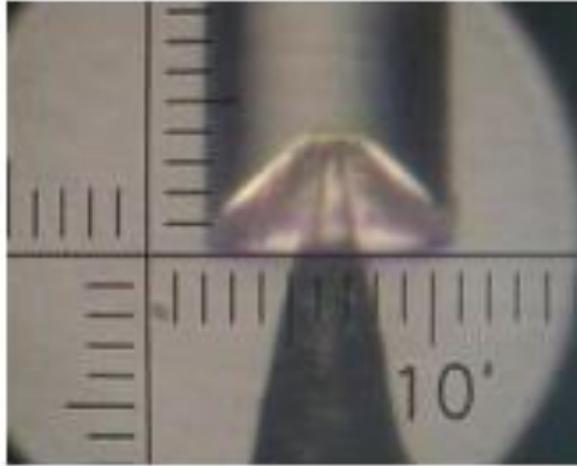


Figure II.21. Alignement de deux fibres, l'une munie d'une pointe et l'autre d'une microcavité conique [24].

De cette technique a découlé un autre type de microcollimateur. En effet, des microlentilles sphériques ont été insérées dans ce cône (Figure II.22). Pour améliorer l'efficacité de couplage entre la source laser et la fibre optique Demagh et al [25] ont montré que l'intérêt principal de ce cône est l'auto centrage, l'alignement de la lentille avec le cœur et l'élimination des effets de l'excentricité intrinsèque résiduelle dans les fibres (Décentrage cœur/gaine).

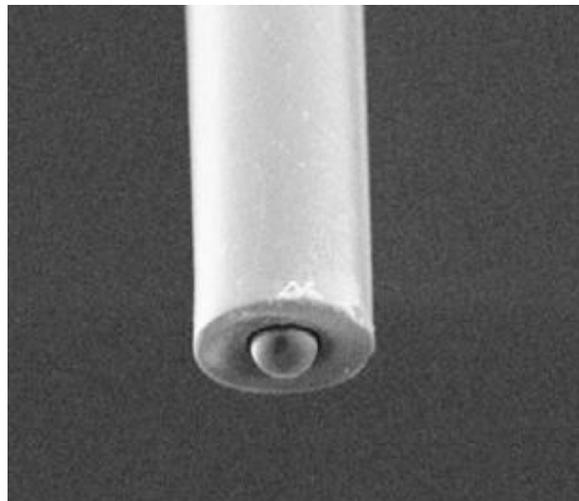


Figure II.22. Image MEB d'une microlentille collé dans le cône concave [25].

Dans notre étude, les avantages de cette technique d'auto centrage et d'alignement seront exploités dans ce travail.

Chapitre II

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté des notions sur les fibres optiques et leurs caractéristiques. Les principaux problèmes dans les fibres optiques tels que l'atténuation, la dispersion et particulièrement les pertes par couplage entre une fibre optique et les autres composants optiques et optoélectroniques ; raison pour laquelle, plusieurs chercheurs ont utilisé des microlentilles pour augmenter l'efficacité de couplage.

Le choix d'une de ces techniques est arbitré par l'efficacité de couplage, la reproductivité, le coût, et la simplicité de fabrication. Ces méthodes ont été présentées pour mieux comprendre les avantages de la technique utilisée dans le cadre de cette thèse.

Chapitre II

II.5 Références

- [1] Richard P. Ratowsky, Long Yang, Robert J. Deri, Kok Wai Chang, Jeffrey S. Kallman, and Gary Trott, Laser diode to single-mode fiber ball lens coupling efficiency: full-wave calculation and measurements, *Applied Optics*, Vol. 36, No. 15 (1997).
- [2] Zoran D. Popovic, Robert A. Sprague, and G. A. Neville Connell, Technique for monolithic fabrication of microlens arrays, *Applied Optics*, Vol. 27, No. 7 (1988).
- [3] Yongshun Liu , Ping Zhang, Yongbo Deng, Peng Hao, Jianhua Fan, Mingbo Chi1, and Yihui Wu, Polymeric microlens array fabricated with PDMS mold-based hot embossing, *J. Micromech. Microeng.* 24 (2014)
- [4] Madanagopal V. Kunnavakkam, F. M. Houlihan, Clariant Corporati, M. Schlax, J. A. Liddle, P. Kolodner, O. Nalamasu, and J. A. Rogers, Low-cost, low-loss microlens arrays fabricated by soft-lithography replication process, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 82, No. 8 (2003)
- [5] Takashi Okamoto, Miwa Mori, Tamae Karasawa, Seiichiro Hayakawa, Iwao Seo, and Heihachi Sato, Ultraviolet-cured polymer microlens arrays, *Applied Optics*, Vol. 38, No. 14 (1999)
- [6] S. Moller and S. R. Forrest, Improved light out-coupling in organic light emitting diodes employing ordered microlens arrays, *J. Appl. Phys.*, Vol. 91, No. 5 (2002)
- [7] C.-Y. Chang, S.-Y. Yang, L.-S. Huang, J.-H. Chang, Fabrication of plastic microlens array using gas-assisted micro-hot-embossing with a silicon mold, *Infrared Physics & Technology*, 48 (2006).
- [8] Wei-Chih Chen, Tsung-Ju Wu, Wen-Jong Wu and Guo-Dung J Su, Fabrication of inkjet-printed SU-8 photoresist microlenses using hydrophilic confinement, *Micromech. Microeng.*, 23 (2013)
- [9] Tamara Delgado, Daniel Nieton, María Teresa Flores-Arias, Fabrication of microlens arrays on soda-lime glass using a laser direct-write technique and a thermal treatment assisted by a CO2 laser, *Optics and Lasers in Engineering* 73 (2015).
- [10] Noa Kobayashi, Ryunosuke Sasaki, and Toshiyuki Horiuchi, Technology for fabricating micro-lens Arrays utilizing lithographically replicated concave resist patterns, *Proc. of SPIE* Vol 9984 (2016).

Chapitre II

- [11] Jaka Pribošek, Janez Diaci, Electromagnetic microforging apparatus for low-cost fabrication of molds for microlens arrays, *J. Micromech. Microeng.*, 25 (2015)
- [12] Chih-Chun Lee, Sheng-Yi Hsiao and Weileun Fang, Implementation of a micro ball lens on a silicon optical bench using insoluble two-phase liquid immersion technology, *J. Micromech. Microeng.*, 20 (2010)
- [13] Abdelrafik Malki, Renaud Bachelot, and Frederic Van Lauwe, Two-step process for micro lens-fibre fabrication using a continuous CO₂ laser source, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* (2001).
- [14] Ch. Tien, Y. Lai, T. Milster and H. Shieh, Design and fabrication of fiber lenses for optical recording applications, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 41 (2002).
- [15] M. Thual, D. Malarde, B. Adherve-guegen, P. Rochard, Truncated gaussian beams through microlenses based on a graded-index section, *Optical Engineering* 46(1) (2007).
- [16] Shouguo Zheng , Xinhua Zeng, Wei Luo, Safi Jradi, Jérôme Plain, Miao Li, Philippe Renaud-Goud, Régis Deturche, Zengfu Wang, Jieting Kou, Renaud Bachelot and Pascal Royer, Rapid fabrication of micro-nanometric tapered fiber lens and characterization by a novel scanning optical microscope with submicron resolution, *Optics Express*, Vol. 21, No. 1 (2013).
- [17] Yih-Tun Tseng, Jhong-Bin Huang, Tzu-Yu Hung, Hong-Yi Jhou, Chia-Ling Kuo, Lensed plastic optical fiber employing hyperbolic end filled with high-index resin using electrostatic force, *Precision Engineering* 38 (2014).
- [18] Hocine Malik, Croissance d'un micro-composant en bout de fibre optique par photopolymérisation, Thèse de doctorat, Université de Metz, (2004).
- [19] G. Eisenstein and D. Vitello, Chemically etched conical microlenses for coupling single-mode lasers into single-mode fibers, *Applied Optics*, Vol. 21, No. 19 (1982).
- [20] Huo Xin, Pan Shi, A method to fabricate hemi-spherical micro-lens of optical fiber, *proceedings of SPIE* Vol. 7158, 715804 (2009).
- [21] Stephen T. Tso and Joseph A. Pask, Reaction of glasses with hydrofluoric acid solution, *Journal of the American Ceramic Society*, Vol. 65, No. 7 (1982).

Chapitre II

[22] Kurt R. Mikeska, Stephen J. Bennison, and Steven L. Grise, Corrosion of ceramics in aqueous hydrofluoric acid, *Journal of the American Ceramic Society*, Vol. 83, No. 5 (2000).

[23] Chris W. Barnard and John W. Y. Lit, Single-mode fiber microlens with controllable spot size, *Applied Optics*, Vol. 30, No. 15 (1991)

[24] Nacer-Eddine Demagh, Assia Guessoum and Hind Aissat, Chemical etching of concave cone fibre ends for core fibre alignment, *Measurement Science and Technology*, 17 (2006).

[25] Nacer-Eddine Demagh, Assia Guessoum, Rabah Zegari And Tijani Gharbi, Self-centring technique for fibre optic microlens mounting using a concave cone-etched fibre, *Measurement Science and Technology*, 22 (2011).

Chapitre III

LES FAISCEAUX GAUSSIENS ET L'OPTIQUE DE COUPLAGE

Chapitre III

III.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons donné un aperçu sur les méthodes de fabrication des microlentilles servant à optimiser le couplage entre les fibres et les lasers ou les autres composants optiques. Mathématiquement, le couplage optique est calculé par l'intégrale du recouvrement des champs électromagnétiques des éléments optiques couplés.

Dans le cadre de ce travail, on préconise utiliser des fibres monomodes (4/125 μm) et SMF28 (9/125 μm) type télécom. Pour ce type de fibre, la propagation de la lumière peut être assimilée gaussienne. Dans la première partie de ce chapitre, on présentera les caractéristiques des faisceaux gaussiens, ensuite les techniques de calcul des paramètres de ces faisceaux à travers les différents systèmes optiques, et enfin le couplage entre ces faisceaux.

III.2 Faisceaux gaussiens

Considérons les solutions de l'équation d'Helmholtz correspondant à des faisceaux qui se propagent selon l'axe Oz (Rayons paraxiaux). La solution s'écrit de façon générale sous la forme suivante [1-4] :

$$E(x, y, z) = \psi(x, y, z)e^{-ikz} \quad (\text{III.1})$$

Avec ψ l'enveloppe de l'onde qui est une fonction complexe variant lentement en fonction des coordonnées (x, y, z) . Elle représente les différences entre les faisceaux gaussiens et les ondes planes. En substituant cette solution dans l'équation de Helmholtz [2]:

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (\text{III.2})$$

en faisant l'hypothèse que les variations de ψ dans la direction z (la dérivé seconde $\partial^2 \psi / \partial z^2$) est négligeable, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (\text{III.3})$$

Une solution de l'équation (III.3) consiste en une fonction dont le profil d'amplitude est gaussien :

$$\psi(x, y, z) = e^{-i\{D(z) + \frac{k}{2q(z)}(x^2 + y^2)\}} \quad (\text{III.4})$$

Soit

Chapitre III

$$\rho^2 = x^2 + y^2 \quad (\text{III.5})$$

Alors l'équation (III.4) devient

$$\psi(\rho, z) = e^{-i\{D(z) + \frac{k}{2q(z)}\rho^2\}} \quad (\text{III.6})$$

Le paramètre $D(z)$ est un déphasage complexe qui change en fonction de la propagation du faisceau (suivant l'axe z) et $q(z)$ est un paramètre complexe (rayon de courbure complexe) du faisceau.

On trouve la variation gaussienne de l'intensité du faisceau en fonction de la distance r et le rayon de courbure du front d'onde en remplaçant l'équation (III.6) dans l'équation d'onde paraxiale (III.3), on prendra [6-8]:

$$\frac{dq}{dz} = 1 \quad (\text{III.7})$$

et

$$\frac{dD}{dz} = -\frac{i}{q} \quad (\text{III.8})$$

L'intégration de l'équation (III.7) nous donne :

$$q_2 = q_1 + z \quad (\text{III.9})$$

Cette équation représente la relation entre un paramètre complexe q_2 et un plan z et le paramètre complexe initial q_1 . Il est pratiquement utile de lier les deux paramètres réels du faisceau R et ω par le paramètre q [7] tel que,

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)} \quad (\text{III.10})$$

Avec $R(z)$ le rayon de courbure du front d'onde. $\omega(z)$ est la largeur du faisceau à la distance ce parcours z , et la distance latérale r par rapport à l'axe optique pour laquelle l'intensité du faisceau vaut I/e^2 . La Figure III.1 représente le profil de l'intensité d'un faisceau gaussien.

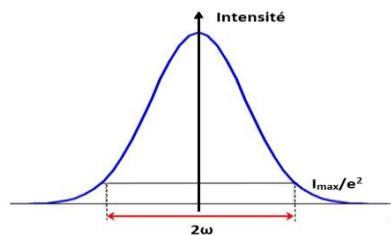


Figure III.1. Profil d'un faisceau gaussien de diamètre de mode 2ω .

Chapitre III

La Figure III.2 suivante montre les différents paramètres des faisceaux gaussiens.

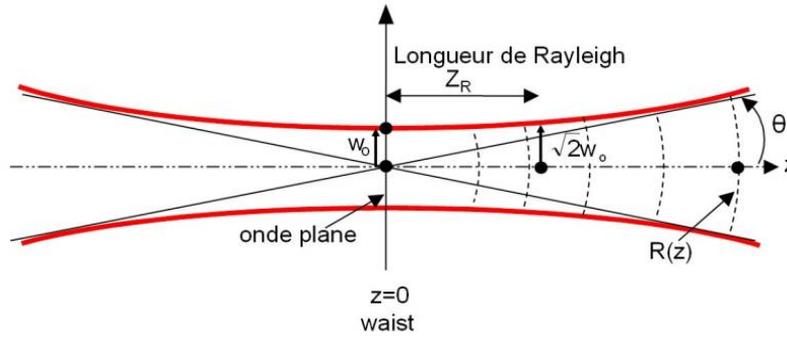


Figure III.2. Paramètres du faisceau gaussien.

La valeur minimale du diamètre de mode $2\omega_0$ est appelée « waist ». Au niveau de ce dernier le rayon de courbure $R(z)$ du front d'onde est infini et l'équation (III.10) devient :

$$q_0 = i \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (\text{III.11})$$

En remplaçant l'équation (III.11) dans l'équation (III.9), on en déduit :

$$q = q_0 + z = i \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} + z \quad (\text{III.12})$$

En utilisant les équations (III.10) et (III.12), on peut extraire la partie réelle, la partie imaginaire. R et ω s'expriment en fonction de z [7,8] comme,

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2}\right)^2} \quad (\text{III.13})$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z}\right)^2 \right] \quad (\text{III.14})$$

Les autres paramètres du faisceau gaussien sont :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad (\text{III.15})$$

Appelé angle de divergence. Lorsque la taille de faisceau aura augmenté d'un facteur de $\sqrt{2}$, cette distance est appelée « longueur de Rayleigh » définie par :

$$Z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (\text{III.16})$$

Chapitre III

Qui est un paramètre important dans l'évolution du faisceau gaussien. On peut voir cette évolution dans la Figure III.3 pour une longueur d'onde $\lambda=1.31\mu\text{m}$.

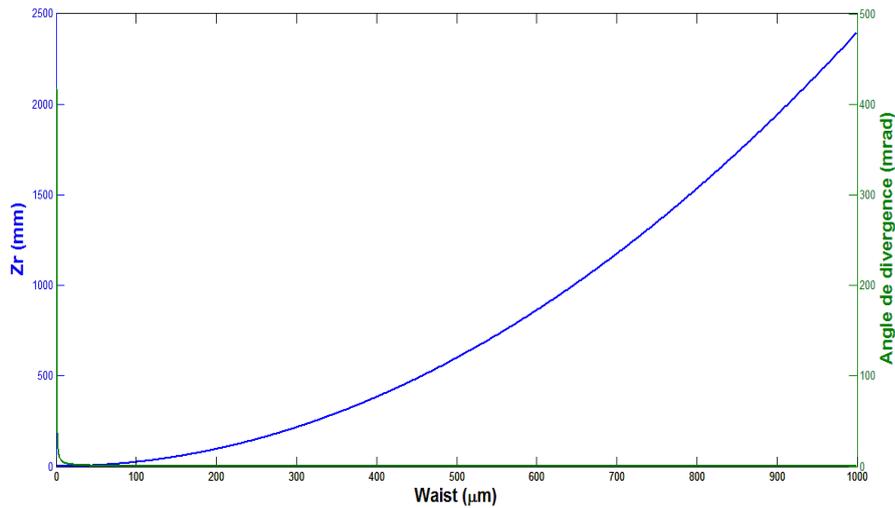


Figure III.3. Evolution de la longueur de Rayleigh et de l'angle de divergence en fonction du Waist.

D'après la Figure III.3 lorsque le Waist augmente la longueur de Rayleigh augmente et la divergence diminue. On peut aussi réécrire l'équation (III.4) de l'amplitude sous la forme :

$$\psi(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega} e^{-\rho^2 \left(\frac{1}{\omega^2} + \frac{ik}{2R} \right)} \quad (\text{III.17})$$

III.3 Faisceaux gaussiens à travers les systèmes optiques

Pour une bonne compréhension de la théorie de couplage optique, il est essentiel de définir les paramètres principaux du faisceau gaussien (le waist et le rayon de courbure du front d'onde) à travers les différents systèmes optiques. La théorie de la propagation des faisceaux gaussiens est nécessaire à l'optimisation des microcollimateurs fabriqués. Dans cette partie, on donne un aperçu sur la loi ABCD proposée par H. Kogelnik [9].

III.3.1 Loi ABCD

Considérons un rayon lumineux paraxial dans le plan yOz ; c.-à-d. quasi parallèle à l'axe optique Oz et faisant un angle très faible avec l'axe Oz . Il est caractérisé par l'ordonnée $OM=y$ et par la pente $y'=dy/dz$ de la droite qui le porte. Cette pente est assimilable à un angle très petit considéré par hypothèse (Figure III.4).

Chapitre III

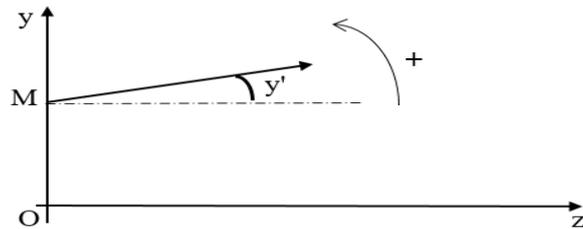


Figure III.4. Définition des grandeurs algébriques.

Dans les conditions de Gauss de validité de l'optique géométrique, les relations entre le couple (y_2, y_2') dans le plan (P_2) et le couple (y_1, y_1') dans le plan (P_1) de la Figure III.5 sont linéaires :

$$y_2 = Ay_1 + By_1' \quad (\text{III.18})$$

$$y_2' = Cy_1 + Dy_1' \quad (\text{III.19})$$

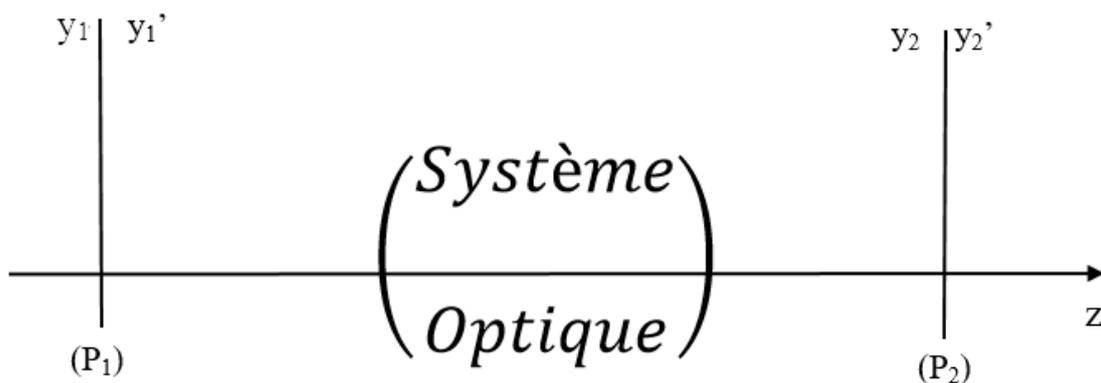


Figure III.5. Notations utilisées pour la définition des matrices de transfert

Les deux relations (III.18) et (III.19) peuvent s'écrire sous la forme matricielle suivante [6,7,8]:

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \end{pmatrix} \quad (\text{III.20})$$

où

$$T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (\text{III.21})$$

est la matrice de transfert ou matrice $ABCD$.

Chapitre III

Dans cette matrice les éléments diagonaux A et D sont sans dimensions, B est homogène à une longueur caractéristique de la propagation $[B]=L$, et C à l'inverse d'une longueur $[C]=L^{-1}$, correspondant à une vergence.

La matrice de transfert T caractérise complètement le système optique étudié. Son déterminant est [8]:

$$||T|| = AD - BC \quad (\text{III.22})$$

III.3.2 Matrices de transfert des éléments optiques simples

III.3.2.1 Propagation libre sur une distance d

Soit un rayon lumineux faisant une trajectoire d comme le montre dans la Figure III.6.

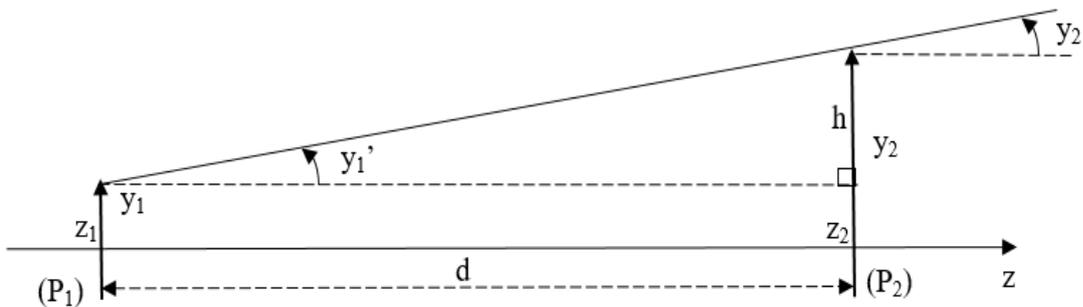


Figure III.6. Propagation dans un espace libre.

D'après la Figure III.6, on peut écrire la distance $d=z_2-z_1$, et

$$\tan(y_1') = \frac{h}{d} \quad (\text{III.23})$$

$$h = d \tan(y_1') \quad (\text{III.24})$$

On déduit y_2' comme suit :

$$y_2 = y_1 + d \tan(y_1') \quad (\text{III.25})$$

En utilisant l'hypothèse du rayon paraxial ($\tan(y_1') \approx y_1'$), l'équation (III.25) devient :

$$y_2 = y_1 + dy_1' \quad (\text{III.26})$$

et

Chapitre III

$$y_2' = y_1' \quad (\text{III.27})$$

Des équations (III.26) et (III.27), on peut définir la matrice T :

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \end{pmatrix} \quad (\text{III.28})$$

III.3.2.2 Dioptre plan séparant deux milieux

Le changement entre les angles y_1' et y_2' (Figure III.7) est donné par la loi de Snell Descartes :

$$n_1 \sin(y_1') = n_2 \sin(y_2') \quad (\text{III.29})$$

Dans l'approximation des rayons paraxiaux, on a $n_1 y_1' = n_2 y_2'$, on trouve :

$$y_2' = \frac{n_1}{n_2} y_1' \quad (\text{III.30})$$

et la position reste quasiment constante $y_2 \approx y_1$. La matrice de transfert pour un dioptre :

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \end{pmatrix} \quad (\text{III.31})$$

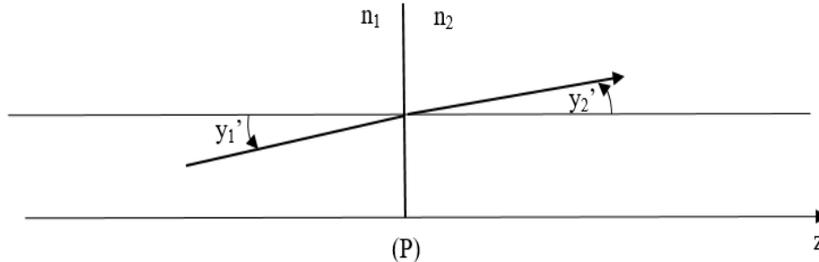


Figure III.7. Réfraction dans un dioptre.

III.3.2.3 Réfraction dans un dioptre sphérique

La relation entre les deux angles y_1' et y_2' (Figure 3.8) pour les rayons paraxiaux dans un dioptre sphérique est donné par :

$$y_2' = \frac{n_1}{n_2} y_1' + \frac{n_2 - n_1}{n_2 R} y_1 \quad (\text{III.32})$$

Avec le rayon de courbure R du dioptre (on note ici, si le dioptre est convexe $R > 0$, et $R < 0$ si le dioptre est concave).

La position étant presque constante ($y_2 \approx y_1$), la matrice de transfert T devient :

Chapitre III

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (n_2 - n_1)/n_2 R & n_1/n_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \end{pmatrix} \quad (\text{III.33})$$

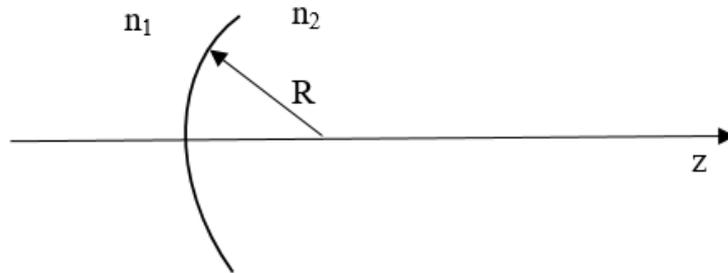


Figure III.8. Réfraction dans dioptre sphérique.

III.3.2.4 Réflexion par un miroir plat

Concernant la réflexion par un miroir, la position de rayon est constante ($y_2=y_1$), et l'angle $y_1'=y_2'$ (Figure III.9), on obtient la matrice de transfert :

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \end{pmatrix} \quad (\text{III.34})$$

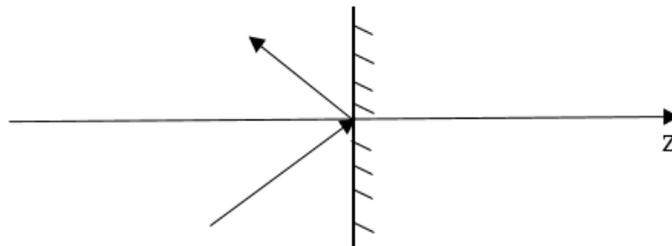


Figure III.9. Réflexion par un miroir plan.

III.3.2.5 Propagation à travers une lentille mince

La relation entre l'angle y_2' , après une lentille mince de distance focale f , et l'angle de départ y_1' (Figure III.10) dans le cas des rayons paraxiaux est :

$$y_2' = y_1' - \frac{y_1}{f} \quad (\text{III.35})$$

La position reste la même, on trouve la matrice de transfert :

Chapitre III

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \end{pmatrix} \quad (\text{III.36})$$

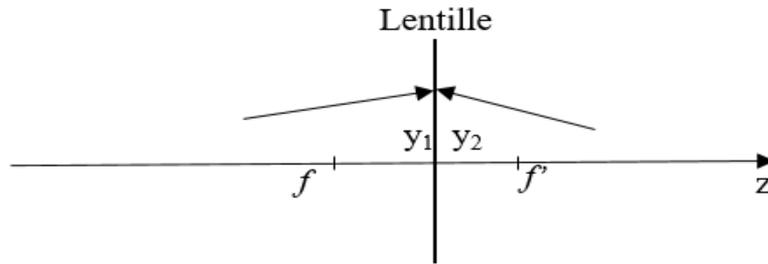


Figure III.10. Propagation à travers une lentille mince.

III.3.2.6 Réflexion par un miroir sphérique

La distance de focal d'un miroir est :

$$f = R/2 \quad (\text{III.37})$$

En exploitant l'équation (III.34), et constance de la position, on obtient la matrice de transfert :

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \end{pmatrix} \quad (\text{III.38})$$

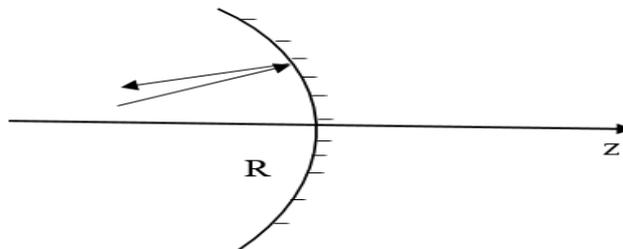


Figure III.11. Réflexion par un miroir sphérique.

III.3.2.7 Matrice de transfert de plusieurs éléments optiques

Dans le cas d'une série d'éléments optiques décrite par des matrices $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$ (Figure III.12), la matrice équivalente est une matrice de transfert totale qui s'écrit:

$$T_t = T_n T_{n-1} T_{n-2} \dots T_1 \quad (\text{III.39})$$

Chapitre III

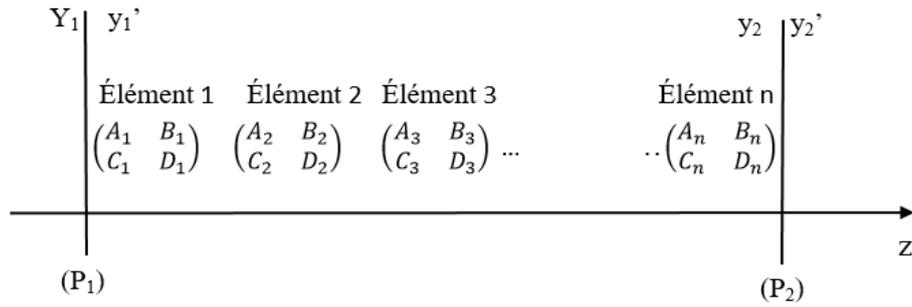


Figure III.12. Matrice de transfert totale [5].

Les rayons associés à une onde sphérique sont perpendiculaires à la surface du front d'onde. La position y et la pente y' d'un rayon paraxial sont liées au rayon de courbure du front d'onde par [10-14]:

$$R = \frac{y}{y'} \quad (\text{III.40})$$

En utilisant les équations (III.20) et (III.33), on obtient le rayon de courbure R_2 dans le plan de sortie en fonction du rayon de courbure R_1 dans le plan d'entrée tel que:

$$R_2 = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D} \quad (\text{III.41})$$

Cette équation est d'autant plus importante qu'elle se généralise aux rayons de courbure complexes introduits pour les faisceaux gaussiens en remplaçant R par q . On verra par la suite tout l'intérêt de la loi ABCD généralisé, écrite ci-dessous sous deux formes équivalentes, afin d'étudier les faisceaux gaussiens dans les différents systèmes optiques, lesquelles sont :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (\text{III.42})$$

$$\frac{1}{q_2} = \frac{C + D/q_1}{A + B/q_1} \quad (\text{III.43})$$

On posant le paramètre complexe $Q_i = k_i/q_i$, la relation (III.43) se met sous la forme [13] suivante :

$$Q_2 = k_2 \frac{Ck_1 + DQ_1}{Ak_1 + BQ_1} \quad (\text{III.44})$$

Avec $Q_1 = k_1/q_1$ et $Q_2 = k_2/q_2$

Chapitre III

Les deux paramètres du faisceau ω et R , respectivement le waist et le rayon de courbure de l'onde, peuvent être, alors, introduits à travers l'équation (III.10).

III.3.3 Cas d'un faisceau gaussien traversant un microcollimateur

Soit un microcollimateur collé sur une fibre monomode $4/125\mu\text{m}$ de rayon de courbure de r ($62.5\mu\text{m}$) et d'épaisseur g ($800\mu\text{m}$) montré dans la (Figure III.13) ci-dessous,

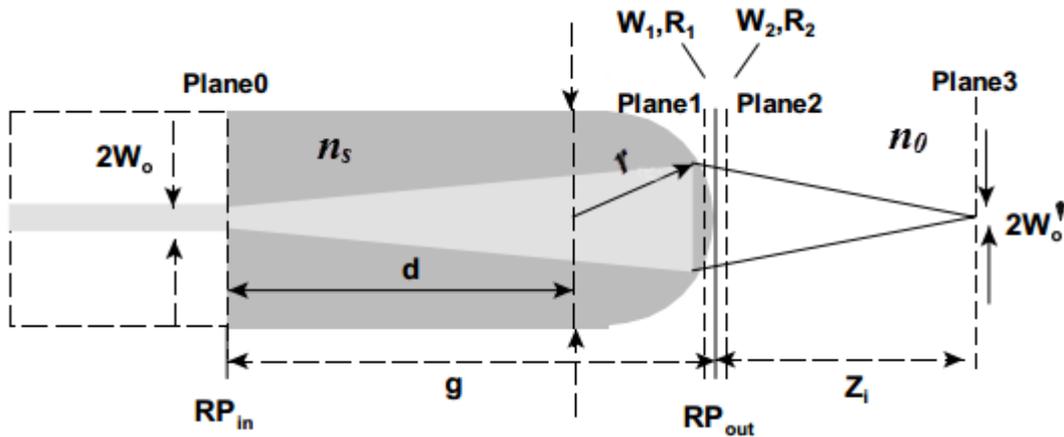


Figure III.13. Faisceau gaussien à travers un microcollimateur [16].

D'après la Figure III.13, le waist traverse le tronçon g puis l'interface de rayon de courbure r . On trouve la matrice de transfert en utilisant celle relative à une trajectoire dans un milieu d'indice de réfraction n_s et celle d'une matrice de transfert pour un dioptre courbe, alors la matrice de transfert équivalente s'exprime comme:

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (n_s - n_0)/n_s r & n_s/n_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & g/n_s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{III.45})$$

En exemple, les calculs numériques donnent un waist $\omega_0' = 0,606\mu\text{m}$ et une distance de travail $Z_\omega = 145.61\mu\text{m}$.

III.4 Optique du couplage

Dans la partie précédente, nous avons noté que les paramètres les plus importants d'un faisceau gaussien sont le diamètre (2ω) du spot et le rayon de courbure (R) du front d'onde. Pour un couplage optimal, les deux waists des faisceaux couplés doivent être identiques et alignés, car les pertes de couplage ont pour origine le décalage latéral, le décalage angulaire, ou la différence

Chapitre III

des diamètres des waists. Dans la littérature, plusieurs chercheurs ont montré le principe de couplage entre la fibre optique et la source laser ou le détecteur.

Thual et al. [19], ont détaillé le phénomène de couplage et l'origine des pertes liés à ce dernier. Dans l'équation (III.4), le faisceau gaussien est considéré de section circulaire. Dans le cas où le faisceau laser est elliptique, l'équation de champs se décompose en deux dans les deux directions orthogonales, tels que :

$$\psi(x, y, z) = \psi^x(x, z)\psi^y(y, z) \quad (\text{III.46})$$

En utilisant l'équation (III.17), on trouve les deux composants du champ :

$$\psi^x(x, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega_x} e^{\left[-x^2 \left(\frac{1}{\omega_x^2} + \frac{ik}{2R}\right)\right]} \quad (\text{III.47})$$

et

$$\psi^y(y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega_y} e^{\left[-y^2 \left(\frac{1}{\omega_y^2} + \frac{ik}{2R}\right)\right]} \quad (\text{III.48})$$

La Figure III.14 représente le couplage de deux faisceaux gaussiens d'amplitude ψ_1 et ψ_2 avec des paramètres $(2\omega_1, R_1)$ et $(2\omega_2, R_2)$ respectivement. La distance entre un plan de référence choisi arbitrairement, pour le waist ω_1 du premier faisceau, la distance est z_1 , respectivement z_2 pour le waist ω_2 du deuxième faisceau.

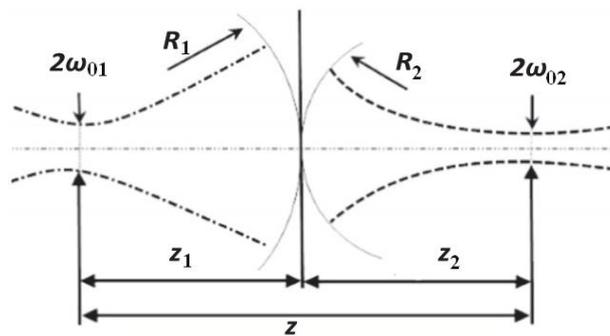


Figure III.14. Couplage de deux faisceaux gaussiens [19].

Alors, le taux de couplage des deux faisceaux s'exprime par l'intégrale de recouvrement suivante [21] :

$$\eta = \frac{\iint \psi_1(x_1, y_1, z_1) \psi_2^*(x_2, y_2, z_2) dx_1 dy_1 dx_2 dy_2}{\iint |\psi_1(x_1, y_1, z_1)|^2 dx_1 dy_1 \iint |\psi_2(x_2, y_2, z_2)|^2 dx_2 dy_2} \quad (\text{III.49})$$

Chapitre III

Lorsque le champ électrique du faisceau elliptique se décompose en deux facteurs correspondant aux deux directions x et y , le coefficient de couplage η pour des faisceaux elliptiques peut s'écrire sous la forme :

$$\eta = \eta_x \eta_y \quad (\text{III.50})$$

De plus, la délocalisation des deux faisceaux gaussiens engendrée par un défaut de positionnement axial z correspond à des waists non superposés. Ce type de défaut peut s'ajouter à des défauts de positionnement latéral d ou angulaire θ et conduit à des pertes de couplage. Par conséquent, on peut continuer à décomposer, plus finement, le coefficient de couplage comme suit :

$$\eta^x = \eta_z^x \eta_{d,z}^x \eta_{\theta,z}^x \eta_{d,\theta,z}^x \quad (\text{III.51})$$

$$\eta^y = \eta_z^y \eta_{d,z}^y \eta_{\theta,z}^y \eta_{d,\theta,z}^y \quad (\text{III.52})$$

Où η_z^x représente la défocalisation sans autre défaut d'alignement, $\eta_{d,z}^x$ représente un décalage latéral additionnel selon l'axe x sans désalignement angulaire, $\eta_{\theta,z}^x$ représente un désalignement angulaire additionnel sans défaut d'alignement et $\eta_{d,\theta,z}^x$ représente l'effet combiné d'un décalage latéral et d'un défaut angulaire en plus d'un défaut de focalisation. (Même raisonnement pour la composante η^y).

Pour calculer η_z^x , on choisit le plan de référence confondu avec le plan du waist de l'un des faisceaux comme le montre la Figure III.15.

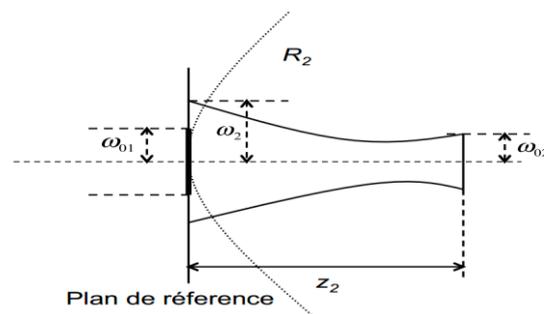


Figure III.15. Couplage des deux faisceaux gaussiens défocalisés [19].

Les coordonnées cartésiennes des deux faisceaux par rapport au plan de référence sont donc :

$$z_1 = 0, z_2 = z, x_1 = x_2 = x, y_1 = y_2 = y \quad (\text{III.53})$$

Chapitre III

En combinant les équations (III.53) et (III.47) dans l'équation (III.49), et dans les équations de rayon de mode (III.13) et de rayon de courbure de front d'onde (III.14), le coefficient de couplage devient :

$$\eta_z^x = \frac{2\omega_{01}\omega_{02}}{\sqrt{(\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2)^2 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2}}} \quad (\text{III.54})$$

Pour $\eta_{d,z}^x$, il peut être considéré comme le couplage entre deux faisceaux sans désalignement angulaire, mais le waist du deuxième faisceau est $\omega_2(z)$ au lieu de ω_{02} (Figure III.16).

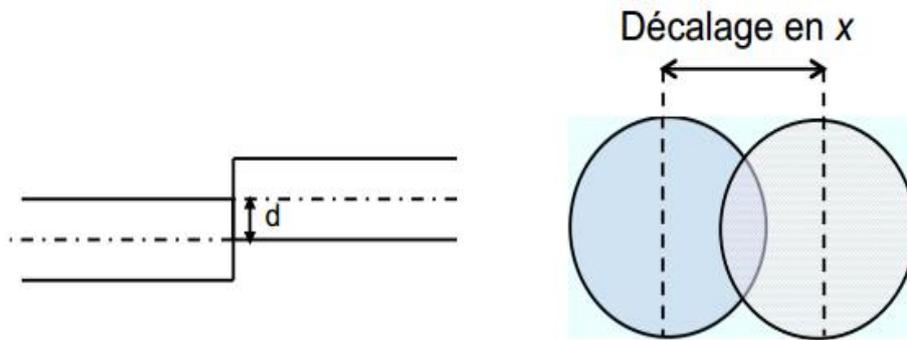


Figure III.16. Couplage de deux faisceaux gaussiens décalés latéralement d'une distance d [12].

Les coordonnées cartésiennes au niveau du plan de référence sont :

$$z_1 = z_2 = 0, \quad x_1 = x_2 + d = x + d, \quad y_1 = y_2 = y \quad (\text{III.55})$$

On trouve le couplage [15]:

$$\eta_{d,z}^x = \exp \left[-k \left\{ \frac{d^2}{2} \left(\frac{1}{\omega_{01}^2} + \frac{1}{\omega_2^2(z)} \right) \right\} \right] \quad (\text{III.56})$$

avec

$$K = \eta_z^x \eta_z^x = \frac{4\omega_{01}^2 \omega_{02}^2}{(\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2)^2 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2}} \quad (\text{III.57})$$

De la même façon, lorsqu'il y a un défaut angulaire θ (Figure III.17) mais sans défaut d'alignement, l'efficacité $\eta_{\theta,z}^x$ est la même que celle du couplage des deux faisceaux sans défaut d'alignement dont le waist du deuxième faisceau est $\omega_2(z)$.

Chapitre III

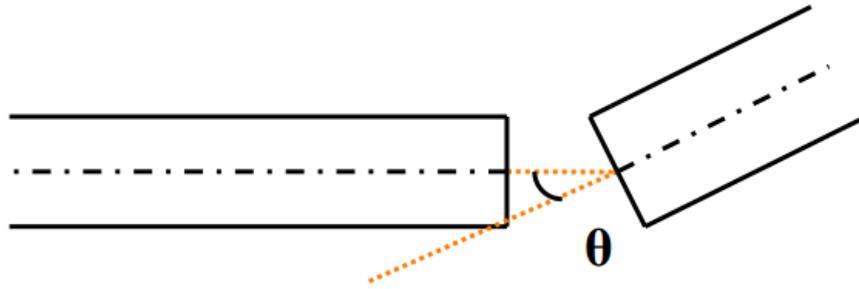


Figure III.17. Couplage de deux faisceaux gaussiens défocalisés d'un angle θ [12].

Le taux de couplage associé à cet angle vaut :

$$\eta_{\theta,z}^x = \exp \left[-K \left(\frac{\pi^2 \theta^2 (\omega_{01}^2 + \omega_2^2(z))}{2\lambda^2} \right) \right] \quad (\text{III.58})$$

Pour $\eta_{d,\theta,z}^x$, l'expression de coefficient de couplage est :

$$\eta_{d,\theta,z}^x = \exp \left(-K \frac{d\theta z}{\omega_{01}^2} \right) \quad (\text{III.59})$$

La Figure III.18 montre les différentes pertes par couplage ($\eta_z^x, \eta_{d,z}^x, \eta_{\theta,z}^x, \eta_{d,\theta,z}^x$).

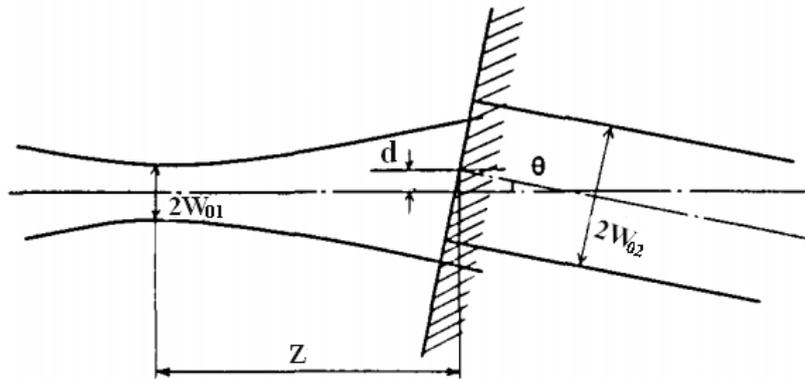


Figure III.18. Couplage entre deux faisceaux gaussiens avec cumule des pertes [18].

En remplaçant les équations (III.54), (III.55), (III.56), (III.58), et (III.59) dans l'équation (III.52) :

$$\eta^x = \eta_z^x \exp \left[-K \left\{ \frac{d^2}{2} \left(\frac{1}{\omega_{01}^2} + \frac{1}{\omega_{02}^2} \right) + \frac{\pi^2 \theta^2 [\omega_{01}^2 + \omega_2^2(z)]}{2\lambda^2} - \frac{d\theta z}{\omega_{01}^2} \right\} \right] \quad (\text{III.60})$$

Chapitre III

Lorsque $\eta_z^x = \eta_z^y$, le coefficient de couplage devient :

$$\eta = \eta^x \eta^y = K \exp \left[-K \left\{ \frac{d^2}{2} \left(\frac{1}{\omega_{01}^2} + \frac{1}{\omega_{02}^2} \right) + \frac{\pi^2 \theta^2 [\omega_{01}^2 + \omega_2^2(z)]}{2\lambda^2} - \frac{d\theta z}{\omega_{01}^2} \right\} \right] \quad (\text{III.61})$$

En général, les pertes par couplage est exprimée en dB :

$$\alpha(dB) = -\log(\eta) \quad (\text{III.62})$$

III.5 Intérêt de la méthode CCEF

On a présenté précédemment les différentes méthodes de fabrication de microlentille à l'extrémité des fibres. Chacune d'elle peut présenter un défaut, générant des pertes, par rapport à la technique utilisée. A l'image du travail de Sh. Zheng et al.[22] où ils ont utilisé la méthode de photolithographie pour former une microlentille à l'extrémité de la fibre en considérant que le cœur est centré par rapport à la génératrice de la gaine – omettant l'excentricité intrinsèque – ce qui est équivalent à un désalignement de la microlentille et le cœur et la fibre. De surcroît, si la fibre n'est pas parfaitement coupée droite, cela induit des pertes angulaire supplémentaires (Figure III.19).

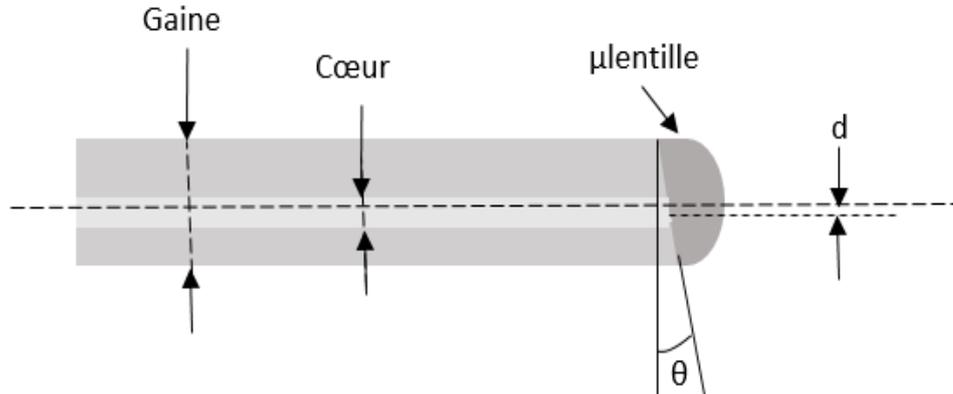


Figure III.19. Défaut angulaire entre la fibre et la microlentille.

La méthode CCEF (concave cone etched fibre) proposé par Demagh et al.[23] basée sur une microcavité nous dispense les pertes due au mésalignement et au défaut angulaire entre la fibre monomode et la microlentille (Figure III.20). Les résultats montrent que l'erreur de positionnement est d'environ de $\Delta x = 0,08 \mu m$ et $\Delta y = 0,12 \mu m$.

Chapitre III

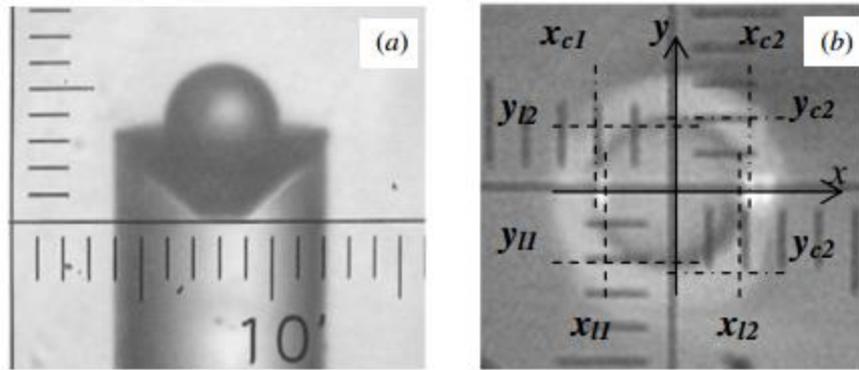


Figure III. 20. Vue d'une microlentille insérée dans la microstructure conique(a). Vue de face de la microlentille (b) [23].

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a donné des notions sur la propagation des faisceaux gaussiens à travers les microcollimateurs en utilisant la loi ABCD, ainsi que les pertes causées par le désalignement latéral, angulaire ou encore l'inégalité des waists.

Dans le travail expérimental, on se propose d'étudier la possibilité d'optimiser le couplage optique entre les sources lumineuses et la fibre optique par la fabrication de microcollimateurs utilisant la méthode de CCEF associée à un polymère.

Chapitre III

III.7 Références

- [1] Dietrich Marcuse, Light Transmission optics second edition, Van Nostrand Reinhold Company, pp 230-262 (1972).
- [2] John Senior, Optical fiber communications principles and practice third edition, Prentice Hall, pp 116-125 (2008).
- [3] Irène et Michel Joindot, Les télécommunications par fibres optiques, Dunod (1996).
- [4] Jean-Michel Jonathan, Introduction à l'optique guidée et aux fibres optiques (2009).
- [5] Christian Delsart, Lasers et optique non linéaire, Ellipses (2008).
- [6] Anup Karak, Dipankar Kundu, Sumanta Mukhopadhyay, and Somenath Sarkar, Investigation of coupling of a laser diode to photonic crystal fiber via hyperbolic microlens on the fiber tip by ABCD matrix formalism, Optical Engineering 54(8) (2015).
- [7] R. Simon, N. Mukunda, E.C.G. Sunde, Partially coherent beams and a generalized ABCD-law, Optics Communications, Volume 65, number 5 (1988).
- [8] Miguel A. Porrás, Javier Alda, and Eusebio Bernabeu, Complex beam parameter and ABCD law for non-Gaussian and nonspherical light beams, Applied Optics, Vol. 31, No. 30 (1992).
- [9] Herwig Kogelnik, On the Propagation of gaussian beams of light through lens like media including those with a loss or gain variation, Applied Optics, Vol. 4 (1965).
- [10] L.G.Cohen, Power coupling from GaAs injection lasers into optical fibers, The Bell System Technical Journal, Vol 51, No. 3 (1972).
- [11] H. Kogelnik, T. LI, Laser beams and resonators, Applied Optics, Vol. 5 (1966).
- [12] Duc Minh NGUYEN, Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires, thèse de doctorat, université de rennes, (2011).
- [13] Kyung S. Lee and Frank S. Barnes, Microlenses on the end of single-mode optical fibers for laser applications, Applied Optics, Vol. 24, No. 19 (1985)
- [14] Sebastien Forget, Optique des lasers et faisceaux gaussiens, Université du Main, (2007)

Chapitre III

- [15] Herwig Kogelnik, Imaging of Optical Modes – Resonators with internal lenses, The Bell System Technical Journal, (1965)
- [16] Ch. Tien, Y. Lai, T. Milster and H. Shieh, Design and fabrication of fiber lenses for optical recording applications, Jpn. J. Appl. Phys, Vol. 41 (2002).
- [17] D. Marcuse, Loss analysis of single-mode fiber splices, The Bell System Technical Journal, Vol. 56, No. 5 (1977).
- [18] Masatoshi Saruwatari and Kiyoshi Nawata, Semiconductor laser to single-mode fiber coupler, Applied Optics, Vol. 18, No. 11 (1979).
- [19] M. Thual, D. Malarde, B. Adherve-guegen, P. Rochard, Truncated gaussian beams through microlenses based on a graded-index section, Optical Engineering 46(1) (2007).
- [20] Masatoyo Sumida and Kenji Takemoto, Lens coupling of laser diodes to single-mode fibers, Journal of lightwave technology, VOL. LT-2, No. 3 (1984).
- [21] W. B. Joyce and B. C. DeLoach, Alignment of Gaussian beams, Applied Optics, Vol. 23, No. 23 (1984).
- [22] Shouguo Zheng , Xinhua Zeng, Wei Luo, Safi Jradi, Jérôme Plain, Miao Li, Philippe Renaud-Goud, Régis Deturche, Zengfu Wang, Jieting Kou, Renaud Bachelot and Pascal Royer, Rapid fabrication of micro-nanometric tapered fiber lens and characterization by a novel scanning optical microscope with submicron resolution, Optics Express, Vol. 21, No. 1 (2013).
- [23] Nacer-Eddine Demagh, Assia Guessoum, Rabah Zegari And Tijani Gharbi, Self-centring technique for fibre optic microlens mounting using a concave cone-etched fibre, Measurement Science And Technology, 22 (2011).

Chapitre IV

ETUDE EXPÉRIMENTALE

Chapitre IV

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons la partie qui concerne le travail expérimental ayant pour objectifs la réalisation et à la caractérisation des microcollimateurs à base de microlentilles en polymères. Ces derniers sont optimisés dans le but d'augmenter l'efficacité du couplage optique.

La première partie est consacrée à la technique de fabrication des microcavités coniques à l'extrémité des fibres optiques par le procédé d'attaque chimique ; dit *CCEF pour Concave Cone Etched Fiber*. Elle est succédée par la description de la méthode permettant la fabrication des dits microcollimateurs.

Dans la deuxième partie, nous exposant les moyens d'optimisation des microcollimateurs en agissant sur les conditions expérimentales, notamment, sur les dimensions des microcavités.

Enfin, la troisième partie est dédiée à la fabrication et à la caractérisation des microcollimateurs.

IV.2. Modèle théorique des microcollimateurs

La distribution énergétique d'un faisceau laser dans une fibre optique monomode SMF est assimilée à une distribution gaussienne. Il est donc nécessaire d'étudier le guidage lumineux à travers le microcollimateur et d'en déterminer les plus importants paramètres du faisceau : à savoir la largeur de son waist $2\omega'_0$ et sa distance de travail Z_ω .

Considérant le système optique de la Figure IV.1, constitué d'une fibre monomode SMF muni d'une microcavité conique de largeur l et de hauteur h . Et, soit une microlentille hémisphérique en polymère de rayon de courbure r et d'indice de réfraction n_p apposée à son extrémité. La propagation du faisceau à travers ce microcollimateur est montrée dans la même Figure (VI-1).

Par réciprocity, le faisceau peut être considéré –indifféremment– sortant de la microcavité (cœur) de la fibre et se dirigeant vers un autre composant optique (Direction de gauche à droite), ou, venant d'une source optique et entrant dans la cavité (Direction de droite à gauche).

Après sa propagation dans la fibre monomode, l'onde gaussienne émerge du cœur de la fibre. La taille du faisceau waist, initialement égale à $2\omega_0$, s'élargie pour atteindre la largeur de $2\omega_1$ avant sa sortie de la microlentille. Cette dernière refocalise le faisceau, en un nouveau waist, prenant la valeur de $2\omega_0'$ en passant par une phase intermédiaire caractérisée par une largeur du faisceau $2\omega_2$.

Chapitre IV

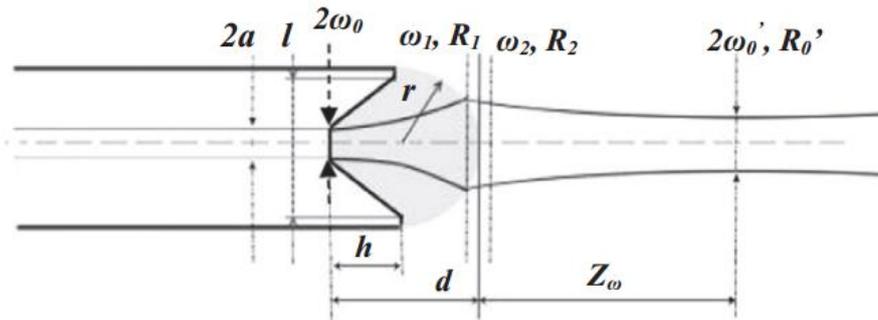


Figure IV.1. Propagation de la lumière à travers le microcollimateur.

Dans cette Figure :

$2\omega_0$ est la largeur du mode fondamental de la fibre SMF,

$2\omega_1$ est la largeur du mode après le parcours de la distance d ($d=h+r$) dans le milieu d'indice n_p et R_1 son rayon de courbure.

$2\omega_2$ et R_2 sont respectivement la largeur du mode et le rayon de courbure du faisceau à la sortie du microcollimateur.

$2\omega_0'$ et R_0' désignent successivement le nouveau waist et son rayon de courbure à la distance de travail Z_ω .

Le diamètre de mode $2\omega_0$ de la fibre est déterminé usuellement à l'aide de la formule de Marcuse [2] comme suit:

$$\frac{\omega_0}{a} = 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \quad (\text{IV.1})$$

où a est le rayon du cœur de la fibre monomode qui vaut $2\mu\text{m}$ et $4,5\mu\text{m}$, respectivement, pour une fibre $4/125\mu\text{m}$ et $9/125\mu\text{m}$. La fréquence normalisée V , quant à elle, est donnée par l'expression suivante :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{IV.2})$$

Avec n_1 et n_2 les indices du cœur et de la gaine, et λ la longueur d'onde utilisée, soit $0,632\mu\text{m}$ pour la fibre $4/125\mu\text{m}$ et $1,3\mu\text{m}$ pour la fibre $9/125\mu\text{m}$.

Après calcul, on obtient $\omega_0=2,21\mu\text{m}$ et $\omega_0=4,6\mu\text{m}$ respectivement.

Chapitre IV

Le rayon du waist ω_l et le rayon de courbure R_l sont calculés à partir des expressions de l'optique gaussienne suivantes :

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \frac{d}{n_p}}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \quad (\text{IV.3})$$

$$R_1 = d \left(1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda \frac{d}{n_p}}\right)^2\right) \quad (\text{IV.4})$$

où n_p étant l'indice de réfraction du polymère à considérer.

Les paramètres ω_1 et R_1 donnés par les équations (IV.3) et (IV.4) sont reliés par le rayon de courbure complexe Q_l par l'expression :

$$Q_1 = \frac{K_p}{R_1} - \frac{2i}{\omega_1^2} \quad (\text{IV.5})$$

avec $K_p = 2\pi n_p / \lambda$, la constante de propagation dans un milieu d'indice n_p .

En appliquant la loi ABCD [3-5], on en déduit le rayon de courbure complexe Q_2 qui s'écrit sous la forme suivante:

$$Q_2 = K_2 \frac{K_1 \frac{(n_p - n_0)}{r n_0} + \frac{n_p}{n_0} Q_1}{K_1} \quad (\text{IV.6})$$

où n_0 est l'indice de réfraction de l'air ($n_0=1$) et $K_2 = 2\pi n_0 / \lambda$ la constante de propagation dans le milieu d'indice n_0

Les paramètres ω_2 et R_2 sont déterminés comme suit:

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{2}{-Im(Q_2)}} \quad (\text{IV.7})$$

$$R_2 = \frac{K_2}{Real(Q_2)} \quad (\text{IV.8})$$

où *Real* et *Im* désignent, respectivement, les parties réelle et imaginaire de Q_2 .

Alors, le nouveau waist ω'_0 et la distance de travail Z_ω s'écrivent sous la forme suivante :

$$\omega'_0 = \frac{\omega_2}{\sqrt{1 + (\pi \omega_2^2 / \lambda R_2)^2}} \quad (\text{IV.9})$$

Chapitre IV

$$Z_{\omega} = \frac{R_2}{1 + (\lambda R_2 / \pi \omega_2^2)^2} \quad (\text{IV.10})$$

Pour calculer l'efficacité de couplage, considérant le modèle de la Figure IV.2 où est représenté schématiquement le couplage des champs d'un faisceau laser (ou d'un faisceau issu d'un autre microcollimateur) caractérisé par un waist ω_3 et un rayon de courbure R_3 , et le microcollimateur. La position relative des waists est repérée par les distances z_0' et z_3 .

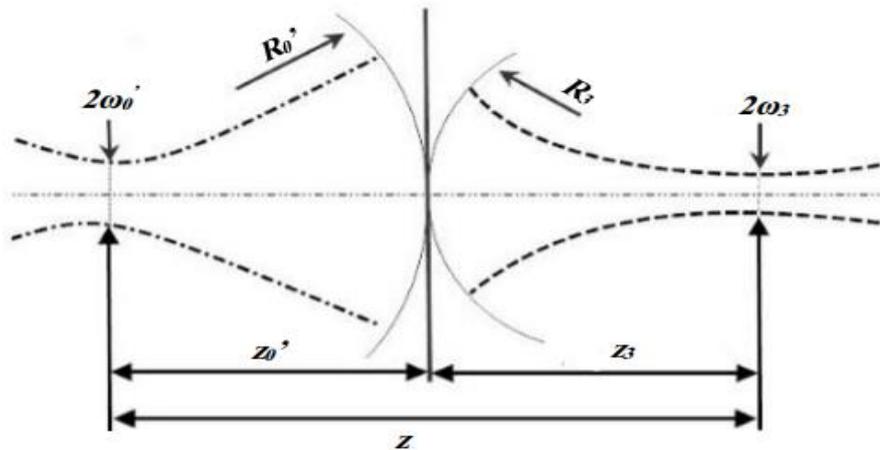


Figure IV.2. Couplage entre deux faisceaux gaussiens.

L'efficacité de couplage [6], se réduit à une expression simple, donnée par la relation:

$$\eta = \frac{2\omega_0'\omega_3}{\sqrt{(\omega_0'^2 + \omega_3^2)^2 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2}}} \quad (\text{IV.11})$$

où $z = z_0' + z_3$.

En introduisant l'équation (IV.9) dans l'équation (IV.11), on peut déduire l'indice de réfraction optimal et, par conséquent, le type de polymère adéquat ainsi que le rayon de courbure optimal r_{opt} de la microlentille correspondant à une valeur maximale du couplage η .

IV.3 Optimisation des microcollimateurs

L'optimisation est considérée par rapport aux paramètres opto-géométriques à savoir l'indice de réfraction est le rayon de courbure, décrits dans ce qui suit.

Chapitre IV

IV.3.1 Indice de réfraction

D'après les équations précédentes, les paramètres du faisceau gaussien dépendent de l'indice de réfraction d'une part et de la manière de focalisation d'autre part. En d'autres termes du rayon de courbure de la microlentille. Dans ce paragraphe on explore, par calcul, la possibilité de fabrication de microlentilles à l'aide de différents matériaux polymériques (de caractéristiques optiques) de différent indice de réfraction. Sultanova et all. ont étudié et déterminé l'indice de réfraction de plusieurs polymères qui s'avèrent de bon candidats pour notre étude. Le tableau IV.1 montre, d'une façon non exhaustive, les différents polymères et leurs indices de réfraction respectifs [7-9].

Polymère	Indice de réfraction	
	($\lambda=0,6328\mu\text{m}$)	($\lambda=1,310\mu\text{m}$)
PDMS	1,4225	1,4180
Cellulose	1,4687	1,4608
PMMA	1,4890	1,4813
Acrylique	1,4917	1,4829
Polyacrylate	1,4924	1,4855
Optorez 1330	1,5075	1,4984
S (low styrène)	1,5142	1,5062
Styrène	1,5164	1,5067
Zeonex E48R	1,5284	1,5204
SAN	1,5626	1,5496
NAS-21	1,5683	1,5544
Polycarbonate	1,5685	1,5546
CTE Richardson	1,5760	1,5615
PC	1,5802	1,5645
Bayer	1,5814	1,5661
Polystyrène	1,5874	1,5715
PS	1,5872	1,5718
SU8	1,596	1,5750

Tableau IV.1. Polymères optiques et leurs indices de réfraction aux longueurs d'onde 0,6328 μm et 1,310 μm [3-5].

Chapitre IV

Résultats de simulation :

Les résultats obtenus pour les matériaux cités précédemment relativement aux calculs du waist et de la distance de travail (working distance) en fonction du rayon de courbure des microlentilles sont reportés dans les Figures IV.3 et IV.4. Ces figures représentent le nouveau waist relatif à chaque polymère, en fonction du rayon de courbure, dans le cas des fibres monomodes 4/125 μm pour $\lambda=0,6328\mu\text{m}$ et dans les cas des fibres monomodes 9/125 μm à $\lambda=1,310\mu\text{m}$ respectivement. On peut observer aux petites valeurs de rayon de courbure correspond de petite valeur de waist, et, pour de large waists les rayons de courbure sont plus grands.

Par ailleurs, pour comprendre l'impact de l'indice de réfraction, considérant un waist optimal de 1.5 μm . Lorsqu'on utilise le PDMS il faut un rayon de courbure optimal (des microlentilles) de 13,29 μm et 6,36 μm pour SMF 4/125 μm et 9/125 μm respectivement, par contre lorsqu'on utilise un polymère d'indice de réfraction comme le SU8, le rayon de courbure optimal est de 18,67 μm et 8,62 μm . En conséquence de quoi, on peut utiliser ces Figures comme références pour un choix optimal de l'indice de réfraction c.-à-d. le polymère adéquat pour obtenir un maximum de couplage.

Le deuxième paramètre important d'un microcollimateur est sa distance de travail. Cette dernière est illustrée dans les Figures (IV.3) et (IV.4) en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas des fibres SMF 4/125 à $\lambda=0,6328\mu\text{m}$ et SMF 9/125 à $\lambda=1,310\mu\text{m}$ respectivement.

Chapitre IV

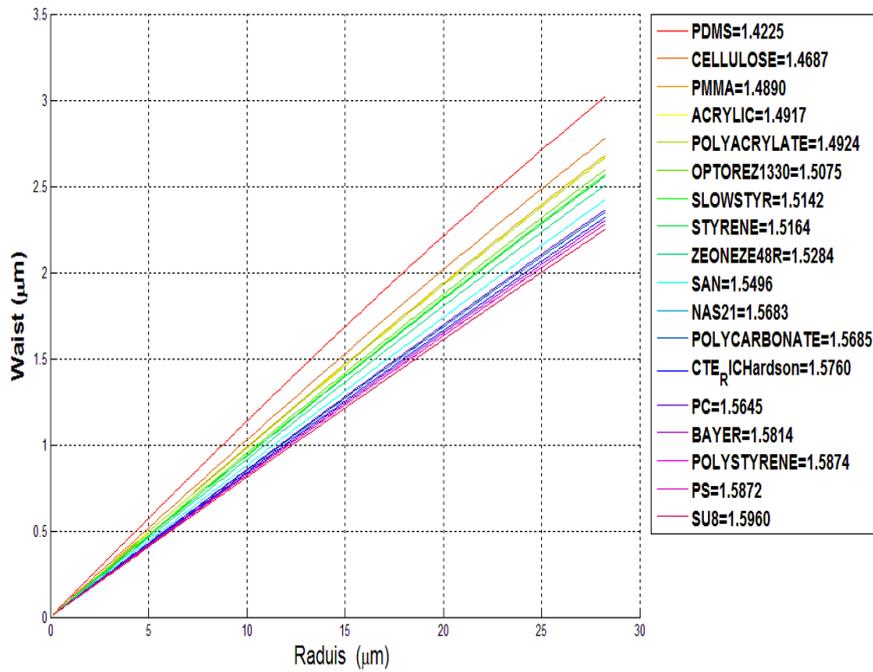


Figure IV.3. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 4/125 μm à $\lambda=0,6328$.

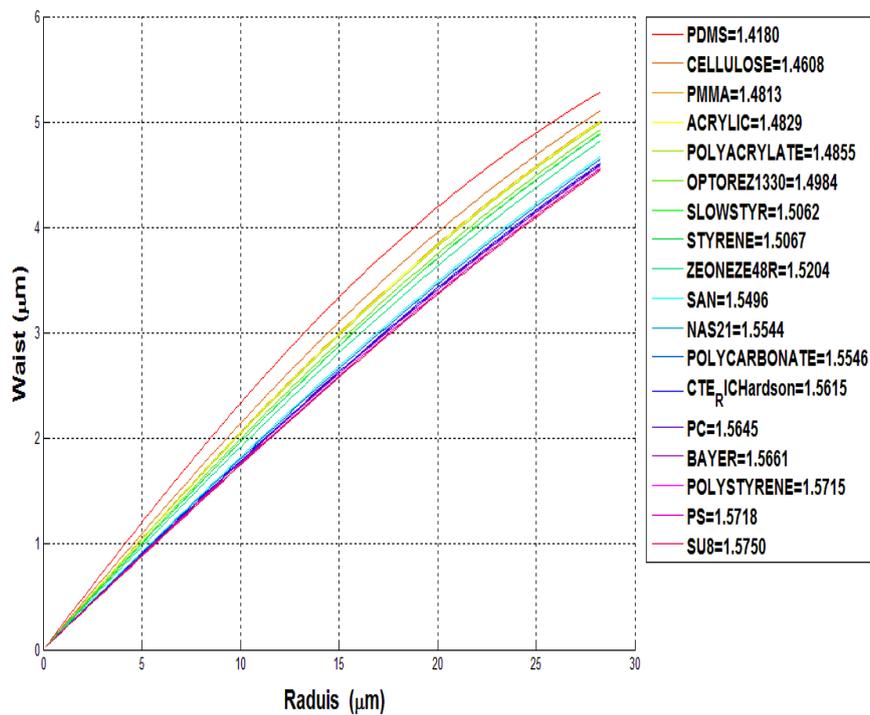


Figure IV.4. Waist en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 9/125 μm à $\lambda=1,310\mu\text{m}$.

Chapitre IV

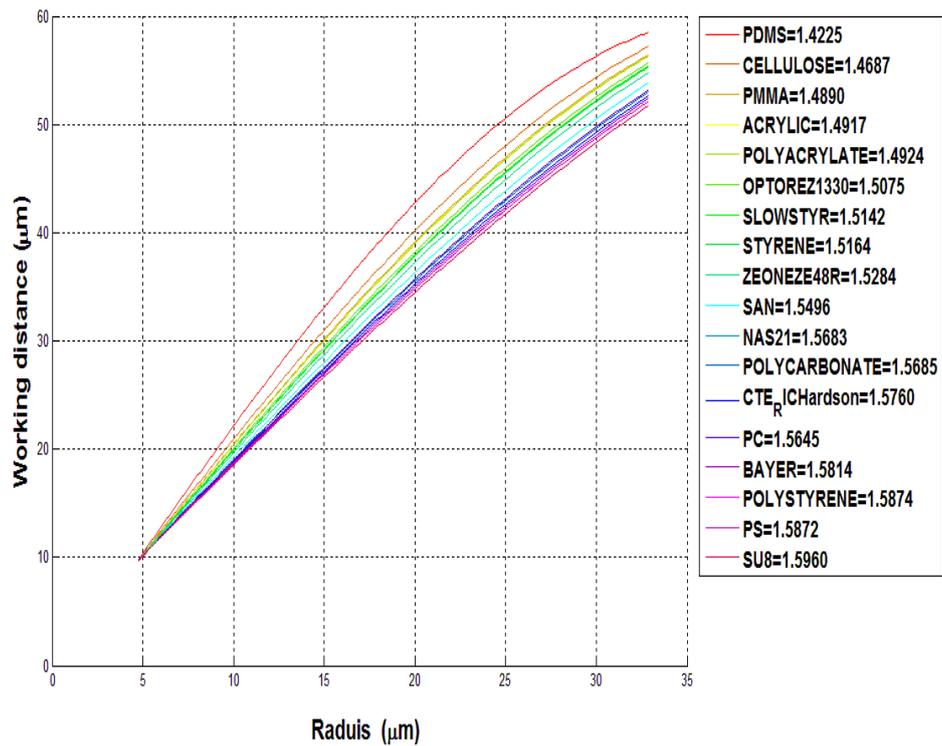


Figure IV.5. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 4/125 μm à $\lambda=0,6328$.

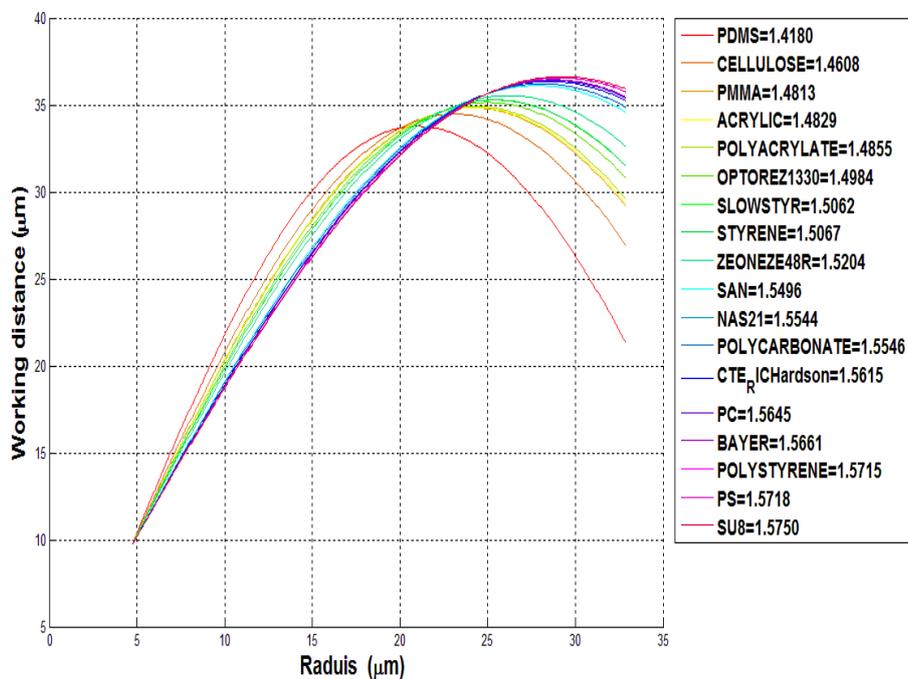


Figure IV.6. Distance de travail en fonction du rayon de courbure pour chaque type de polymère dans le cas d'une fibre 9/125 μm à $\lambda=1,310\mu\text{m}$.

Chapitre IV

Discussion :

Les Figures IV.5 et IV.6 montrent que la distance de travail augmente lorsque le rayon de courbure des microlentilles et la profondeur de la microcavité augmentent jusqu'à une valeur maximal, et diminue ensuite. Cette variation est causée par la valeur limite de la profondeur de la microcavité, qui relativement courte.

Concernant l'indice de réfraction. Pour le même rayon de courbure de $20\mu\text{m}$, nous avons, respectivement, une distance de travail de $42,79\mu\text{m}$ et $33,68\mu\text{m}$ avec une SMF $4/125\mu\text{m}$ et $9/125\mu\text{m}$ dans le cas du PDMS. Dans le cas du SU8 les valeurs sont revues à la baisse, soit $34,5\mu\text{m}$ et $32,1\mu\text{m}$.

Remarquons, dans le cas de la fibre SMF $4/125\mu\text{m}$ et pour un rayon de courbure de la microlentille en SU8 $r=32,88\mu\text{m}$, la valeur maximale de la distance de travail vaut $58,53\mu\text{m}$. Dans ce cas, la profondeur de la microcavité est à sa valeur maximale. Pour le cas de la fibre SMF $9/125\mu\text{m}$, la valeur maximale de la distance de travail atteint $36,61\mu\text{m}$ avec un rayon de courbure $r= 29,9\mu\text{m}$. Ces résultats peuvent être utilisés lorsque une grande distance de travail est recherchée.

Un autre paramètre qui influe substantiellement sur le couplage est lié aux caractéristiques optiques à l'interface Silice/Polymère. Afin de se fixer sur le choix du polymère approprié pour fabriquer les microlentilles, nous allons tenir compte des pertes énergétiques dues aux réflexions de Fresnel.

En effet, les réflexions de Fresnel se produisent lorsque la lumière passe d'un milieu d'indice $n_0= 1$ (air) à un milieu d'indice n_p (microlentille en polymère), et de la microlentille au cœur de la fibre d'indice n_1 . Une analyse quantitative basée sur les équations de Fresnel donne le facteur de transmission optique représentant la fraction de la puissance incidente qui sera transmise dans la fibre. Où ρ_{0p} , ρ_{p1} , sont les coefficients de réflectance du dioptre air-polymère et polymère-cœur, et τ le coefficient de transmittance. Les relations qui relient ces paramètres peuvent être exprimées comme suite [1] :

$$\rho_{0p} = [(n_p - n_0)/(n_p + n_0)]^2 \quad (\text{IV.12})$$

$$\rho_{p1} = [(n_1 - n_p)/(n_1 + n_p)]^2 \quad (\text{IV.13})$$

$$\tau = (1 - \rho_{0p})(1 - \rho_{p1}) \quad (\text{IV.14})$$

Les résultats calculés sont reportés dans les figures ci-dessous.

Chapitre IV

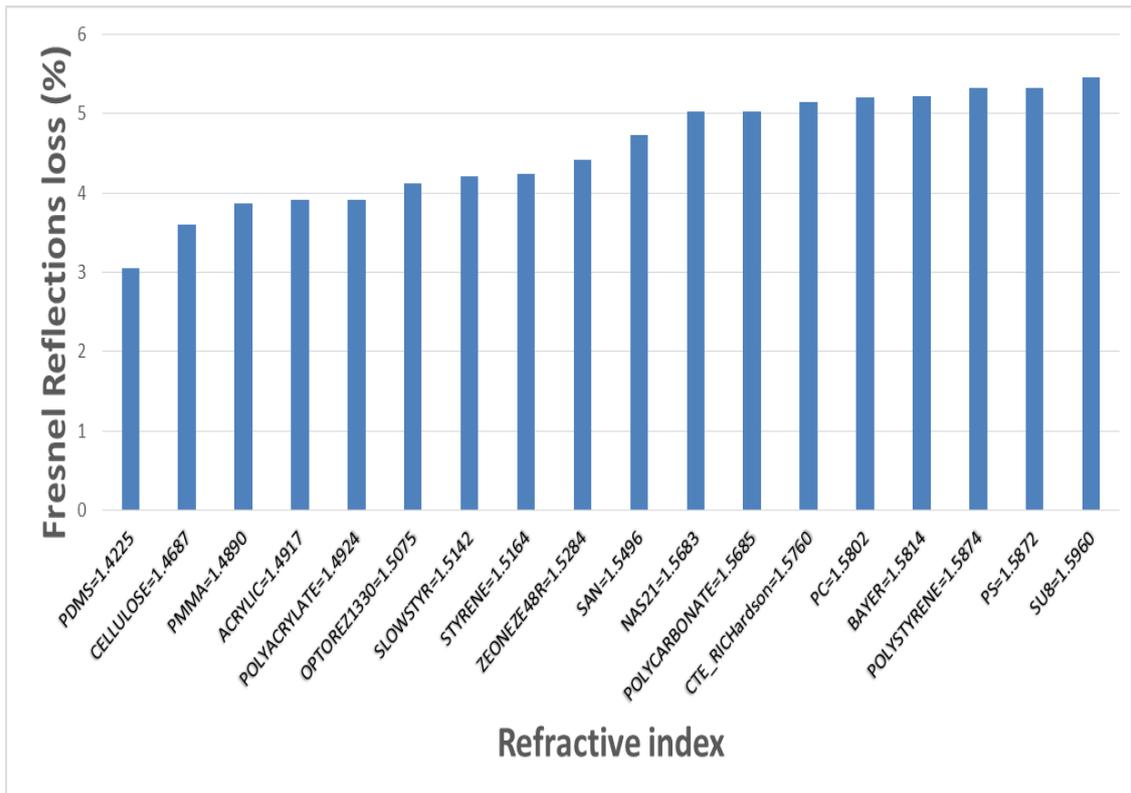


Figure IV.7. Pertes par réflexion de Fresnel dans le cas de chaque type de polymère pour une fibre $4/125\mu\text{m}$ à $\lambda=0,6328$.

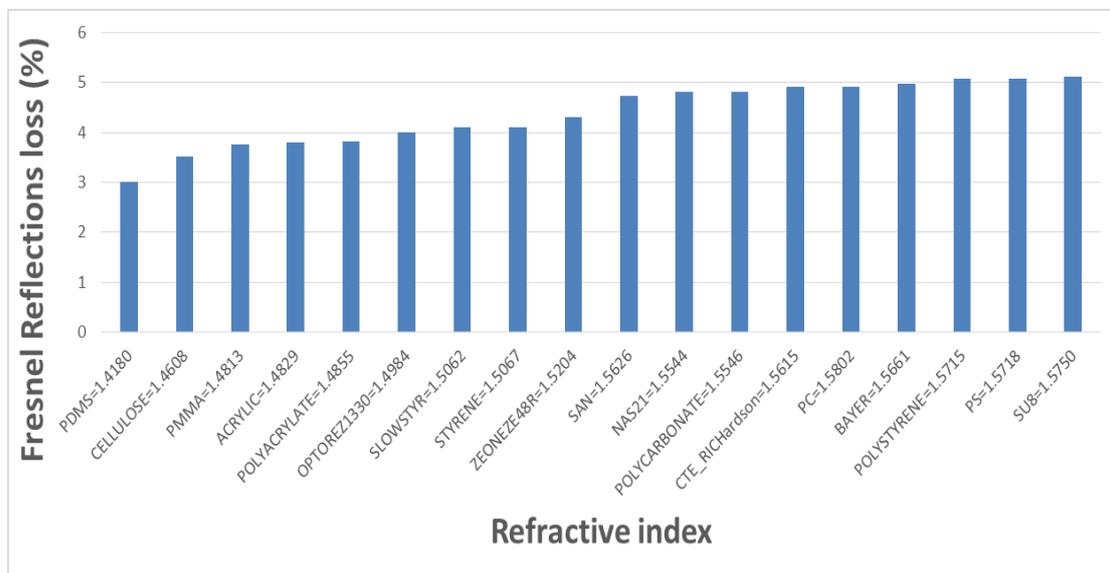


Figure IV.8. Perte par réflexion de Fresnel pour chaque type de polymère pour une fibre $9/125\mu\text{m}$ à $\lambda=1,310\mu\text{m}$.

Les Figures IV.7 et IV.8 montrent que l'utilisation des polymères de bas indice de réfraction induit moins de pertes, mais l'optimisation reste tributaire de plusieurs paramètres. Partant d'un compromis, permet donc, la sélection du polymère pertinent à utiliser pour fabriquer la

Chapitre IV

microlentille. Dans ce cas, on peut déduire que le PDMS est le matériau approprié eu égard de ses caractéristiques.

IV.3.2. Rayon de courbure

Précédemment, on a constaté que l'utilisation de polymère de bas indice de réfraction permet la réduction des pertes dues aux réflexions de Fresnel. Maintenant, notre objectif est de trouver le rayon de courbure optimal pour assurer le meilleur couplage entre le microcollimateur et les sources laser. Pour le laser de longueur d'onde $\lambda=0,632\mu\text{m}$, le waist est de $2,13\mu\text{m}$, et prend une valeur de $2,45\mu\text{m}$ à $\lambda=1,310\mu\text{m}$. A cet effet, l'équation IV.9 est utilisée dans le calcul du rayon de courbure, correspondant à une coïncidence du waist-microcollimateur et waist-diode laser.

IV.3.2.1. Cas de la fibre SMF 4/125 μm

La Figure (IV-9) montre la variation du waist de la microlentille en fonction de rayon de courbure dans le cas du PDMS.

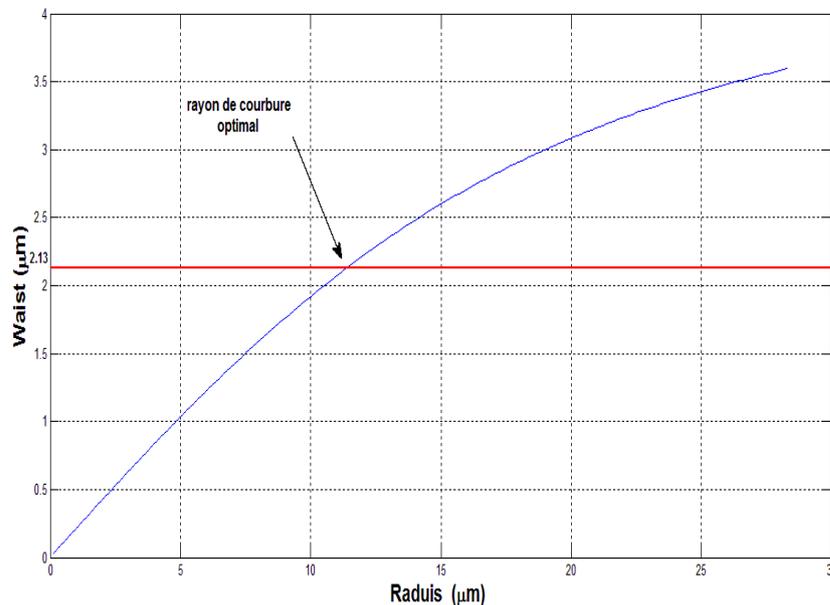


Figure IV.9. Waist en fonction du rayon de courbure, cas de la fibre SMF 4/125 μm .

Il en ressort de ce résultat que le rayon de courbure optimal, correspondant à un maximum de couplage entre la SMF 4/125 μm et le laser 0,6328 μm , est de $r_{opt}=11,46\mu\text{m}$ pour une profondeur de la cavité $h=8,1\mu\text{m}$. On peut également simuler la variation de la distance de travail en fonction du rayon de courbure que nous trouvons représenter dans la Figure (IV.10).

Chapitre IV

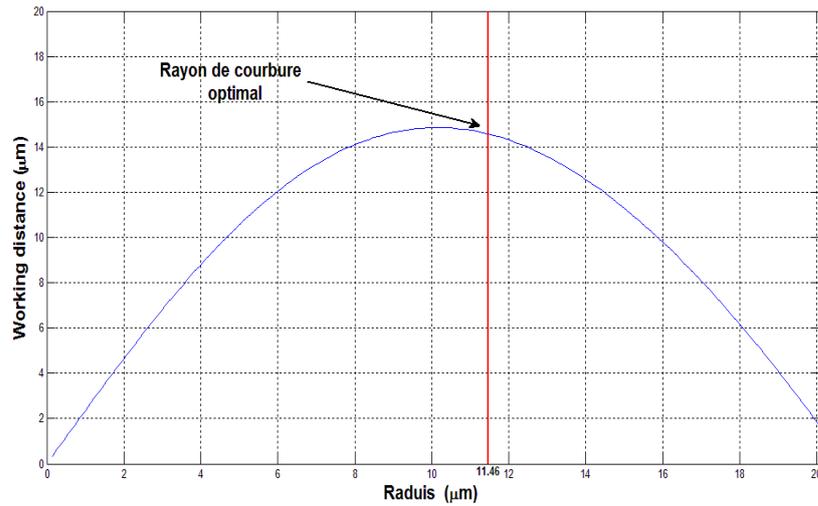


Figure IV.10. Distance de travail en fonction du rayon de courbure, cas de la fibre SMF4/125μm.

Pour le rayon de courbure optimal $r_{opt}=11,46\mu\text{m}$, la distance de travail Z_w est de 14,58μm. Cependant, elle est maximale de 14,85μm pour un rayon de courbure $r=10,32\mu\text{m}$. Ces résultats combinés avec l'équation (IV.11) permettent l'obtention du couplage optique en fonction du rayon de courbure, montré dans la Figure IV.11.

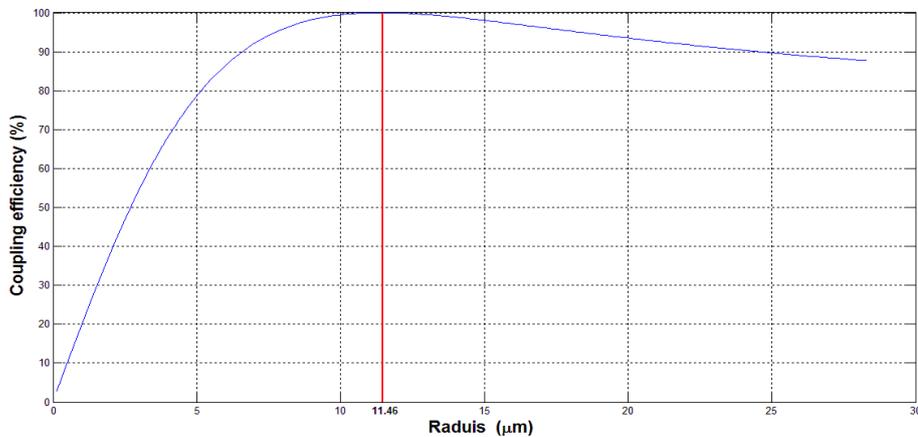


Figure IV.11. Efficacité de couplage en fonction de rayon de courbure, cas de la SMF 4/125μm.

Chapitre IV

IV.3.2.2. Cas de la fibre SMF 9/125 μm

De la même façon, on peut obtenir les principales caractéristiques du microcollimateur réalisé avec la fibre SMF 9/125 à $\lambda=1,310\mu\text{m}$. Dans ce cas le rayon de courbure optimal de la microlentille est de $r_{opt}=10,18\mu\text{m}$. Ce qui nous donne une distance de travail $Z_0=19,87\mu\text{m}$.

Les Figures suivantes illustrent le waist, la distance de travail et l'efficacité de couplage en fonction de rayon de courbure des microlentilles.

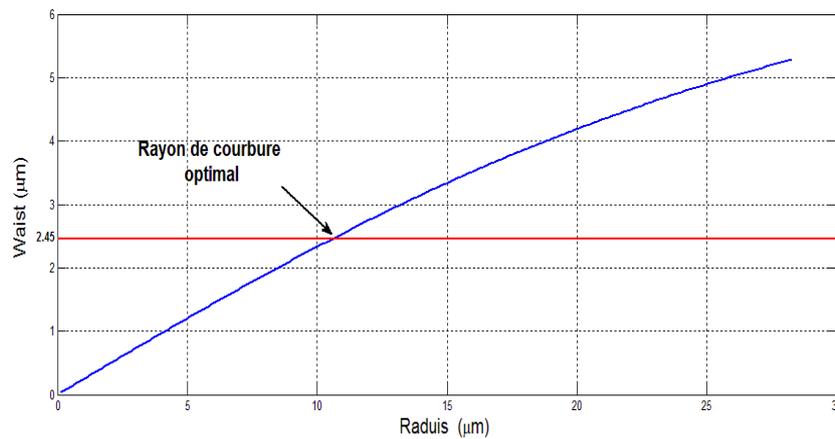


Figure IV.12. Waist en fonction du rayon de courbure des microlentilles, cas de la SMF 9/125 μm .

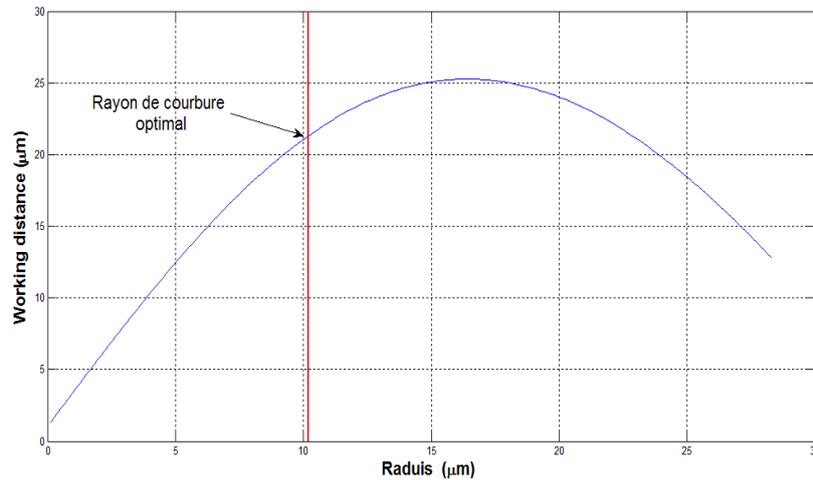


Figure IV.13. Distance de travail en fonction du rayon de courbure des microlentilles, cas de la fibre SMF 9/125 μm .

Chapitre IV

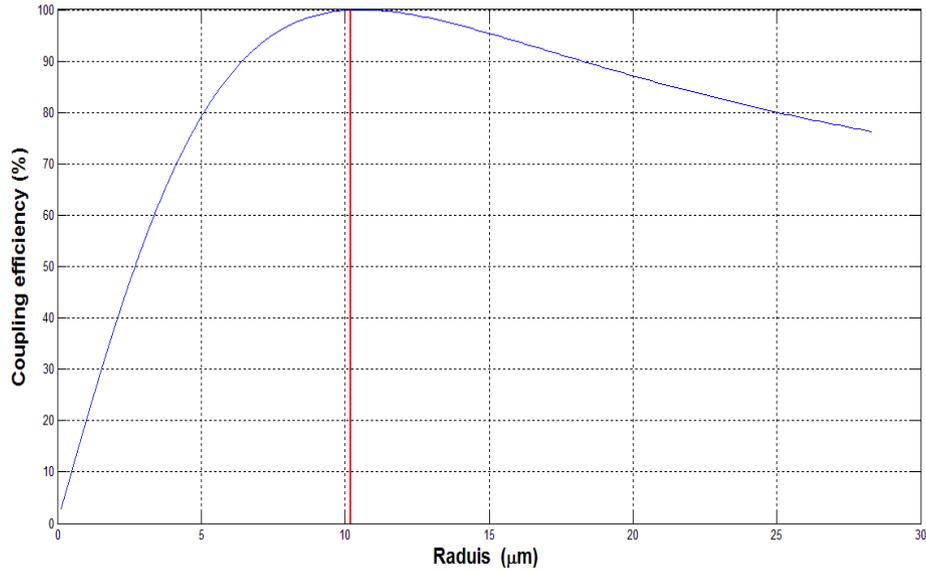


Figure IV.14. Efficacité de couplage en fonction du rayon de courbure, cas de la SMF 9/125 μm .

Ce paragraphe peut être considéré comme étant un vecteur directeur de la démarche prévisionnelle quant-au choix des éléments ayant des caractéristiques opto-géométriques optimisés répondant à un cahier des charges préétabli. Il constitue une passerelle donnant sur la partie dédiée à réalisation expérimentale.

IV.4 Méthode de fabrication des microlentilles

La réalisation des microcollimateurs se fait en deux phases essentielles, qui sont :

- La création de la microcavité ;
- La fabrication de microlentille par injection du polymère (décrit précédemment) dans cette microcavité.

IV.4.1 Réalisation des microcavités

Comme nous l'avons mentionné, la fibre étant constitué d'un cœur et d'une gaine optique d'indice de réfraction différents, l'attaque chimique agit d'une façon sélective. L'enlèvement de la matière est proportionnel à l'activité chimique. Cette ségrégation induit la création d'une microcavité de forme conique, centrée sur l'axe de la fibre. Cette opération est réalisée à l'aide du montage expérimental représenté sur la Figure IV.15 [10].

Chapitre IV

Ce montage est composé d'un récipient transparent ① contenant l'acide fluorhydrique HF ② protégée par une fine couche d'huile ; cette dernière empêche l'évaporation de l'acide. La fibre optique est fixée à un système de translation micrométrique verticale ③ permettant une immersion contrôlée. Ce montage est associé à système d'observation microscopique ④ et d'acquisition et de traitement d'image ⑤.

Le mode opératoire se fait en plusieurs séquences. D'abord l'étape de préparation des échantillons. Elle consiste à enlever le revêtement de protection des fibres monomodes de diamètre de cœur $4\mu\text{m}$ et $9\mu\text{m}$ et de diamètre de la gaine optique $125\mu\text{m}$. Ces échantillons sont nettoyés à l'eau neutre distillé et rincé à l'éthanol, et ensuite clivées.

Dans la deuxième étape, les fibres sont immergées dans la solution d'HF (acide fluorhydrique) à 40% de concentration. Le récipient en polystyrène transparent n'interagissant pas avec l'acide HF.

Afin d'éviter l'évaporation de l'acide, la surface de la solution a été fermée par une couche d'huile d'isolation. L'attaque chimique est suivie en temps réel. Toutes les transformations subies par l'extrémité immergée de la fibre sont enregistrées en temps réel par la chaîne d'acquisition. Le microscope pour l'observation, la caméra pour l'acquisition et le PC pour le traitement d'image et l'analyse.

Après l'attaque chimique, les fibres sont retirées, lavées à l'eau neutre et rincées à l'éthanol.

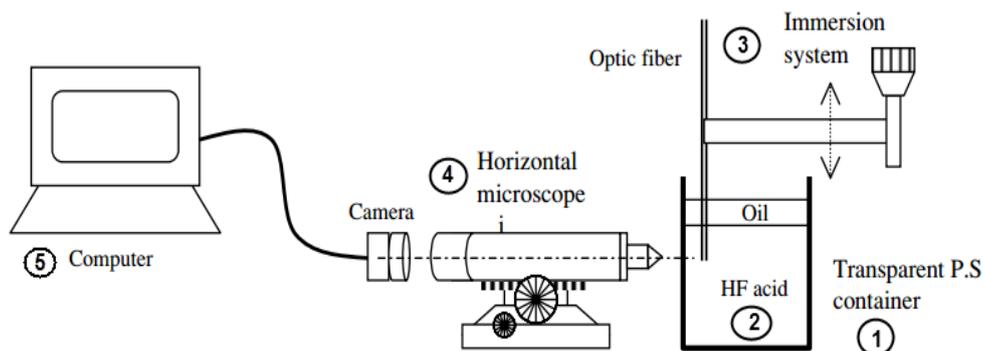


Figure IV.15. Montage expérimental de réalisation des microcavités par attaque chimique.

Il est connu qu'à l'issue du processus, l'extrémité de la fibre se trouve effilée et sa forme finale est une « pointe ». Cette transformation dépend de la différence de densité, des tensions superficielles et de l'angle de contact à l'interface.

Chapitre IV

Le processus de transformation est décrit dans la Figure IV.16. Le changement géométrique de l'extrémité de la fibre de l'état initial à l'état final transite par un état intermédiaire remarquable où la microcavité est formée. L'immersion est arrêtée instantanément (par retrait de la fibre) lorsque les dimensions désirées de la microcavité sont atteintes.

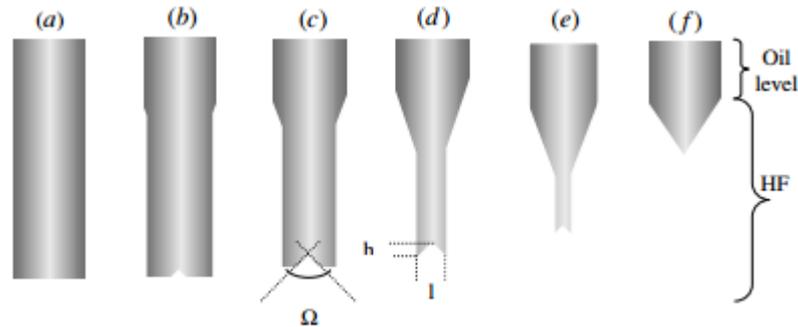


Figure IV.16. Les étapes de l'attaque chimique de la fibre : (a) l'état initial lorsque la fibre est plongée, (b) Après 1 minute, (c) Après 3 minutes, (d) Après 5 minutes, (e) Après plus de 5 minutes et (f) état final.

Durant la première minute d'immersion, la fibre commence d'abord par se creuser au centre pour donner lieu à la formation de la microcavité comme on peut le distinguer sur la Figure IV.16 (b). Le sommet de ce cône est centré par rapport à l'axe du cœur de la fibre dont la base est localisée à l'extrémité. Simultanément, le diamètre de la fibre diminue, le diamètre de la base augmente et le sommet s'étale en profondeur, visible sur la Figure IV.16 (c). L'attaque chimique est maintenue jusqu'à ce que la largeur de la base du cône concave coïncide avec le diamètre réduit de la fibre, montré dans la Figure IV.16 (d), et 2(e). Si l'immersion est soutenue on aboutit à la formation d'une pointe montrée dans la Figure IV.16 (f).

Les Figures IV.17 (a), (b), (c), (d), (e) et (f), présentent une série de microcavités de différentes dimensions.

Chapitre IV

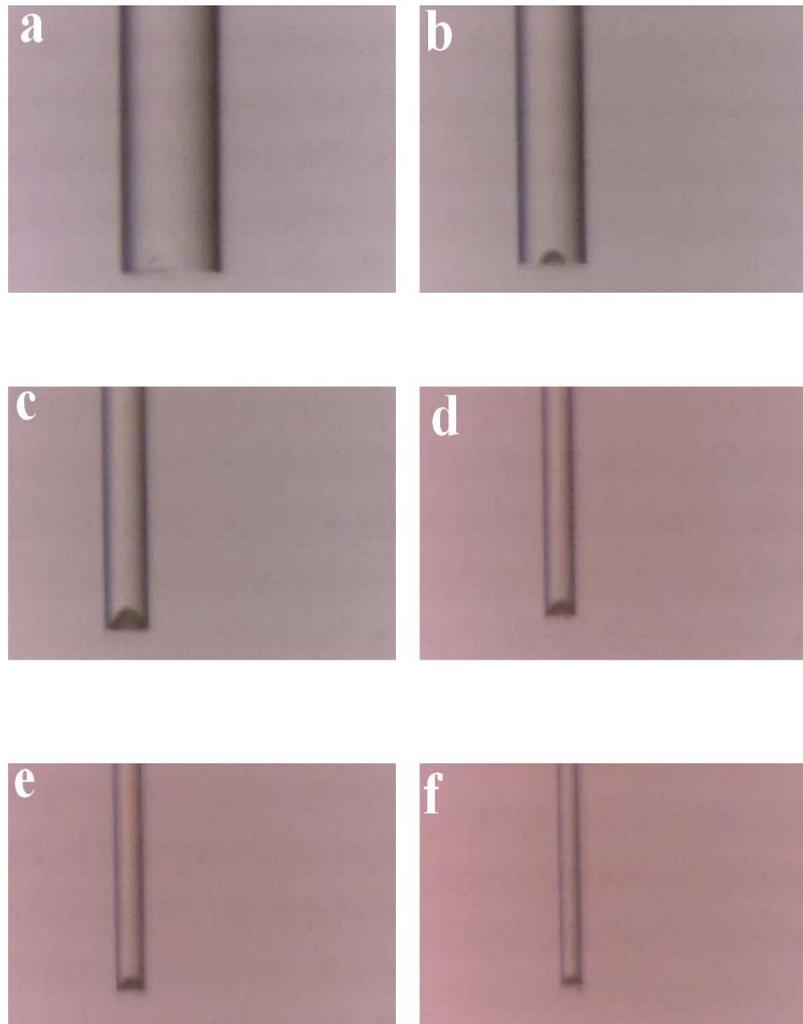


Figure IV.17. Vue au microscope optique du profil de quelques microcavités obtenues.

Le tableau IV.2. Donne les différentes caractéristiques (diamètre de fibre, hauteur et largeur du cône) des microcavités de la Figure IV.17.

Image	d (μm)	h (μm)	L (μm)
Image a	125	/	/
Image b	83.8	18.2	32.0
Image c	53.3	24.3	42.6
Image d	39.6	15.2	30.4
Image e	32.0	12.1	30.4
Image f	25.9	7.6	24.3

Tableau IV.2. Caractéristiques des microstructures coniques obtenues.

Chapitre IV

Dans la Figure IV.18 (a), nous montrons une vue par un microscope électronique à balayage d'une microcavité typique réalisée à l'extrémité d'une fibre monomode SMF 9/125 μm . Cette figure montre les principaux paramètres de la cavité: le sommet (cœur) et les limites internes et externes de la base (gaine). Dans les Figures IV.18 (b) et (c) se trouvent illustrés les profils des microcavités vus par microscopie optique munie d'un système de mesure directe [11].

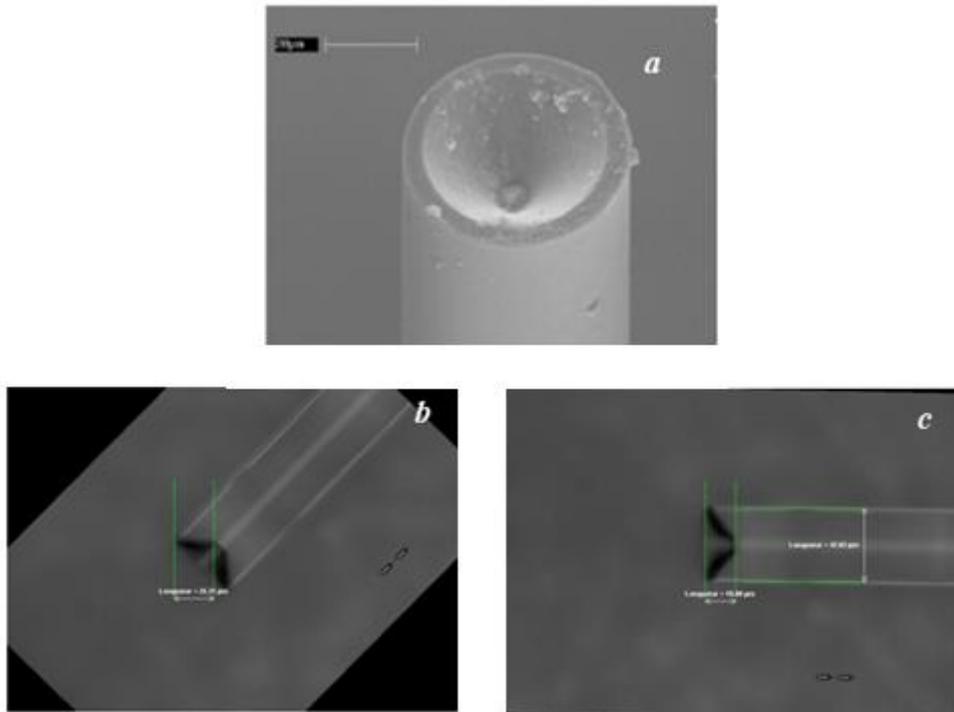


Figure IV.18. Vue par MEB d'une microcavité (a). Vue transversale d'une microcavité par microscopie optique (b) et (c).

IV.4.2. Réalisation des microlentilles par injection du PDMS

Après la création des microcavités, de dimensions connues, à l'extrémité des fibres monomodes, celle-ci sont ensuite fixée verticalement à une platine à micro-déplacements 3D schématisée dans le montage expérimental de la Figure IV.19. Une micro-seringue à débit contrôlé, chargé de PDMS, est mise bout à bout, alignée avec la fibre. Le processus d'alignement et d'injection du polymère à l'intérieur de la microcavité est suivi et contrôlé à l'aide du système d'acquisition composé du microscope horizontal, de la camera CCD et du microordinateur.

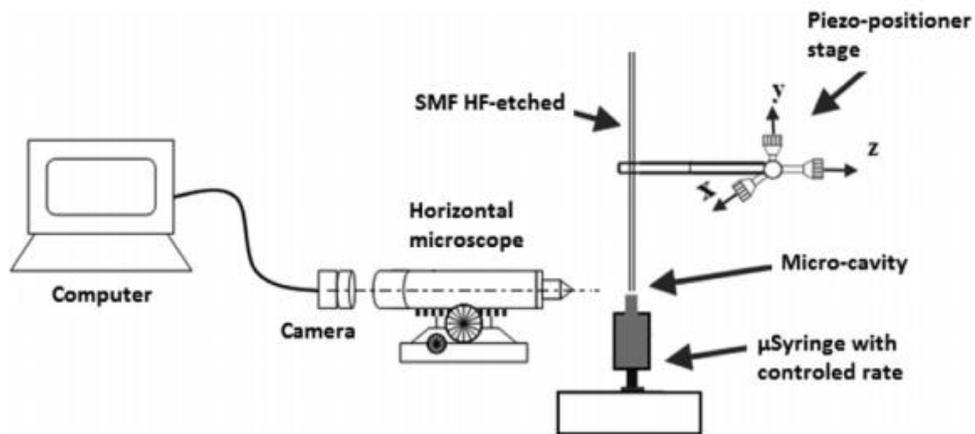


Figure IV.19. Montage dédié à la fabrication des microcollimateurs

Le piston de la micro-seringue est actionné par un moteur de translation jusqu'à apparition d'une microgoutte au bout de la canule. L'extrémité de la fibre est, à son tour, rapprochée graduellement jusqu'au contact avec le PDMS et ensuite écartée. La quantité du polymère admise par la microcavité forme une microlentille sous l'effet des tensions de surface. La microlentille est polymérisée dans un four à une température de 100°C pendant 1 heure. Les étapes de fabrication du microcollimateur sont représentées dans la Figure VI.20, ci-dessous.

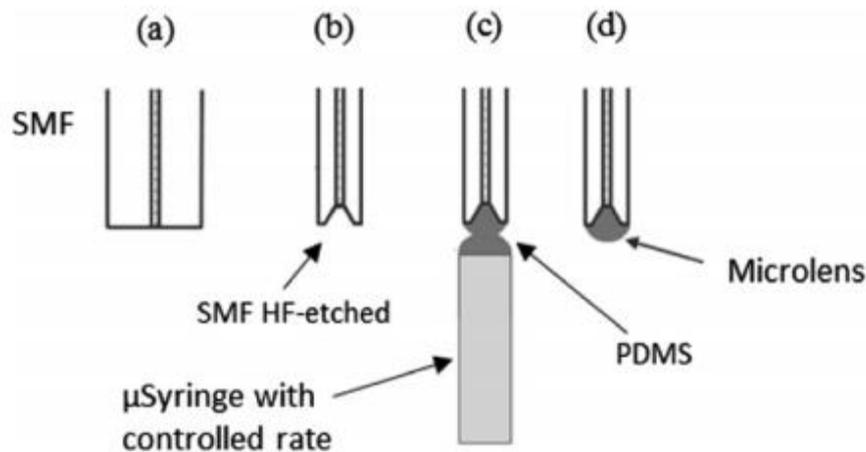


Figure IV.20 . Etapes de fabrications de microcollimateurs. (a) fibre initiale, (b) fibre avec microcavité après traitement chimique, (c) contact entre la fibre et la microgoutte et (d) formation d'une microlentille à l'extrémité de la fibre.

Le rayon de courbure des microlentilles dépend de la largeur de la microcavité et de la quantité du PDMS. Les essais dans notre laboratoire montrent que le rayon de courbure avoisine la moitié du diamètre de la fibre après l'attaque. Au besoin, le rayon de courbure est alors ajusté à la valeur désirée par rajout ou retrait d'une quantité du polymère. Dans la Figure IV.21 sont

Chapitre IV

données, en exemple, six microcollimateurs de différentes caractéristiques géométriques. Des images (a), (b), (c), (d), (e) et (f) vues par le microscope optique, on extrait les dimensions recherchées par traitement d'image. Ils en découlent les valeurs de la largeur des microcollimateur respectives de $11\mu\text{m}$, $17\mu\text{m}$, $28\mu\text{m}$, $39\mu\text{m}$, $43\mu\text{m}$ et $50\mu\text{m}$ et les rayons de courbure des microlentilles correspondants de $6.12\mu\text{m}$, $10.08\mu\text{m}$, $13.2\mu\text{m}$, $18\mu\text{m}$, $20.3\mu\text{m}$ et $30.4\mu\text{m}$.

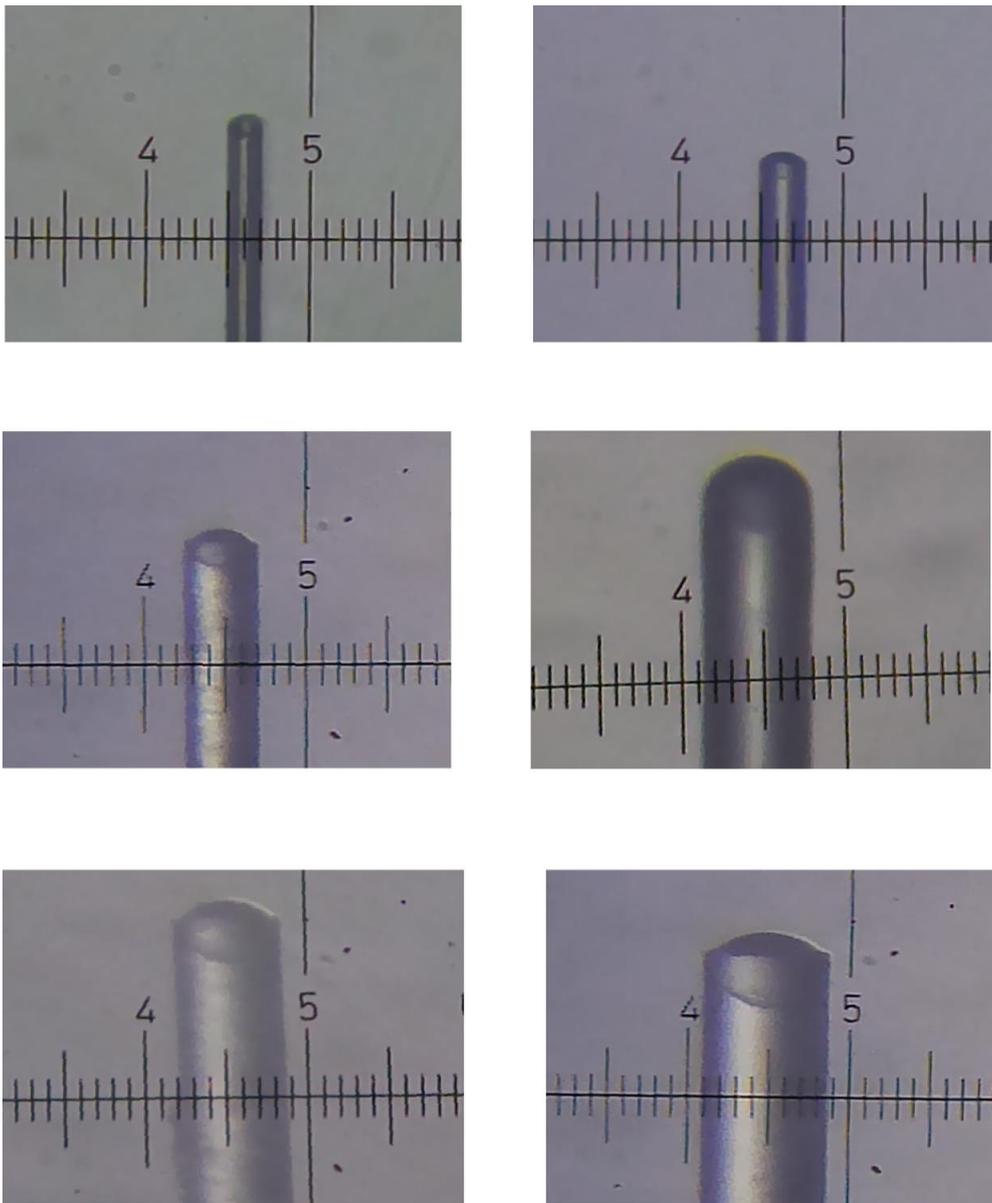


Figure IV. 21. Prises de vue des microcollimateurs de rayon de courbure (a) $r=6,2\mu\text{m}$, (b) $r=10,08\mu\text{m}$, (c) $r=13,2\mu\text{m}$, (d) $r=18,0\mu\text{m}$, (e) $r=20,3\mu\text{m}$ et (f) $r=30,4\mu\text{m}$.

IV.5 Caractérisation optique et mesures expérimentales

La caractérisation optique et les mesures consistent en l'analyse des fonctionnalités des microcollimateurs, et d'en déterminer leurs propriétés optiques à savoir l'efficacité du couplage optique, le rayon de courbure de la microlentille optimal, le waist et la distance de travail.

De ce fait, nous utiliserons le montage expérimental dédié à l'évaluation du couplage de la Figure IV.22. Celui-ci est composé d'une source Laser ($\lambda=1,310\mu\text{m}$) couplé à un objectif de microscope ① permettant la focalisation du faisceau. Un système de contrôle, d'acquisition et de traitement permettant le réglage et les mesures ②. Un dispositif à micro-déplacement ③ agissant comme instrument d'alignement dans les trois directions, et de translateur axial nécessaire pour scanner la zone de couplage autour de la position $z=0$. Un photodétecteur ④ pour mesurer l'intensité lumineuse couplée et transmise par le microcollimateur.

Mode opératoire : Les fibres clivées droites (sans microlentille) servant de référence étalon (Origine des mesures) et les dits microcollimateurs sont fixées, tour à tour, sur la platine piezo-positionneur de précision (Edmund PP-30 18mm). La position de l'extrémité des microcollimateurs par rapport au point focal de l'objectif est repérée à l'aide du microscope vertical ; position d'intensité transmise maximale. A la sortie des microcollimateurs l'intensité lumineuse émergente est mesurée à l'aide du photo-détecteur.

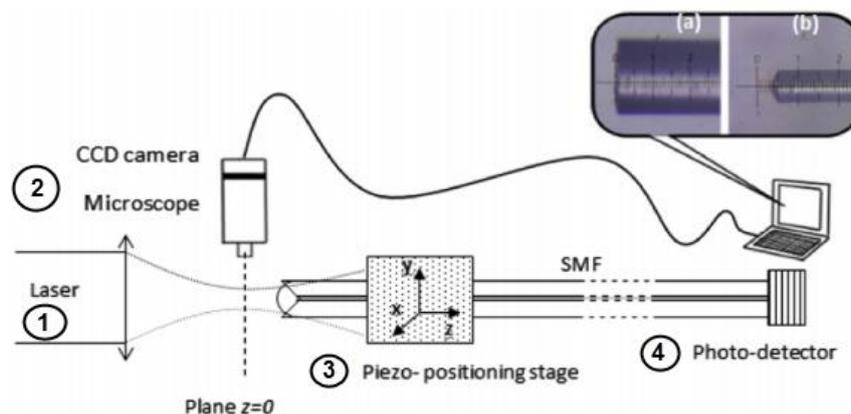


Figure IV.22. Montage expérimental de mesure du couplage optique donnant la position de référence (Face clivée de la fibre) $z=0$, et une Position du microcollimateur à une distance z .

D'abord la fibre sans microlentille est placée sur le piezo-positionneur et puis tradatée jusqu'à l'obtention d'un maximum de signal transmis correspondant au maximum du couplage optique. Cette position $z=0$ est repérée par le microscope et prise comme origine des mesures (Figure IV.22). Les microcollimateurs sont ensuite fixés successivement sur le piezo-positionneur et

Chapitre IV

leur extrémité est translatée autour de la position $z=0$ dans un intervalle $[-z, +z]$ supérieur à la zone de Rayleigh.

Au cours du déplacement axial des microcollimateurs, l'intensité lumineuse couplée passe par une nouvelle position de la valeur maximale du couplage optique. La distance parcourue entre les deux positions d'intensités maximales correspond à la distance de travail expérimentale Z_{oexp} .

Résultats : Ci-dessous, nous trouvons les courbes de l'intensité lumineuse couplée dans le cas des microcollimateurs étudiés. Egalement, les courbes théoriques y sont représentées.

La Figure IV.23 montre les courbes théorique et expérimentale du couplage en fonction de la distance z pour une fibre sans microlentille.

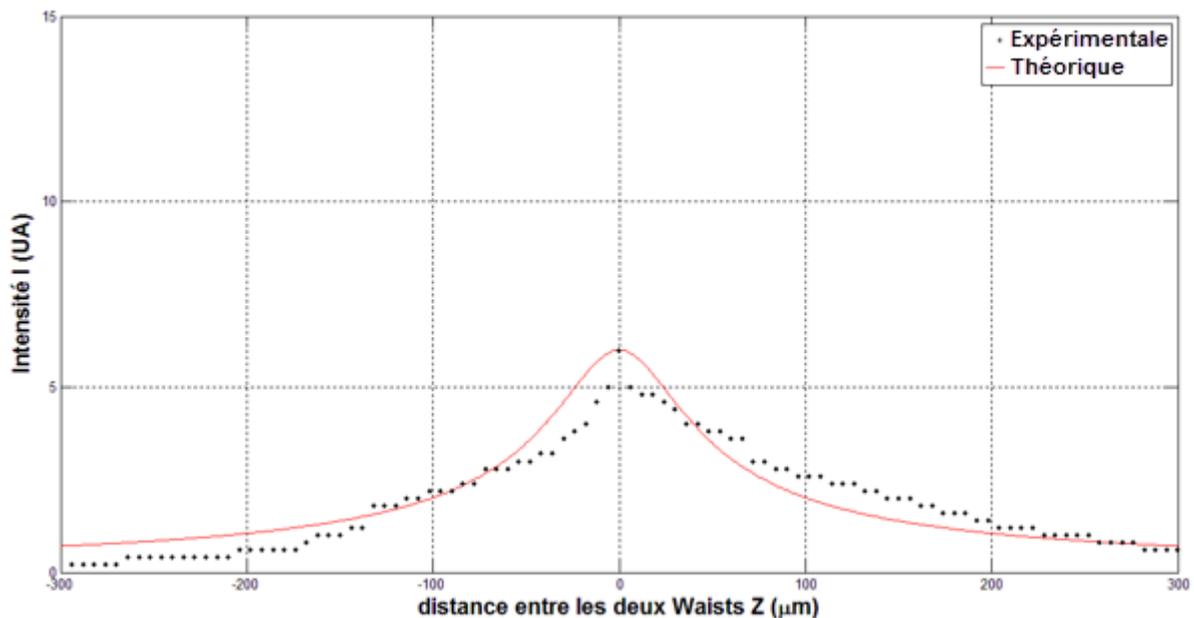


Figure IV.23. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z dans le cas d'une fibre sans microlentille (de référence).

Le cas des microcollimateurs de rayon de courbure de $20,30\mu\text{m}$, $18,00\mu\text{m}$, et $10,08\mu\text{m}$, sont traités et illustrés dans les Figures IV.24, IV.25 et IV.26.

Chapitre IV

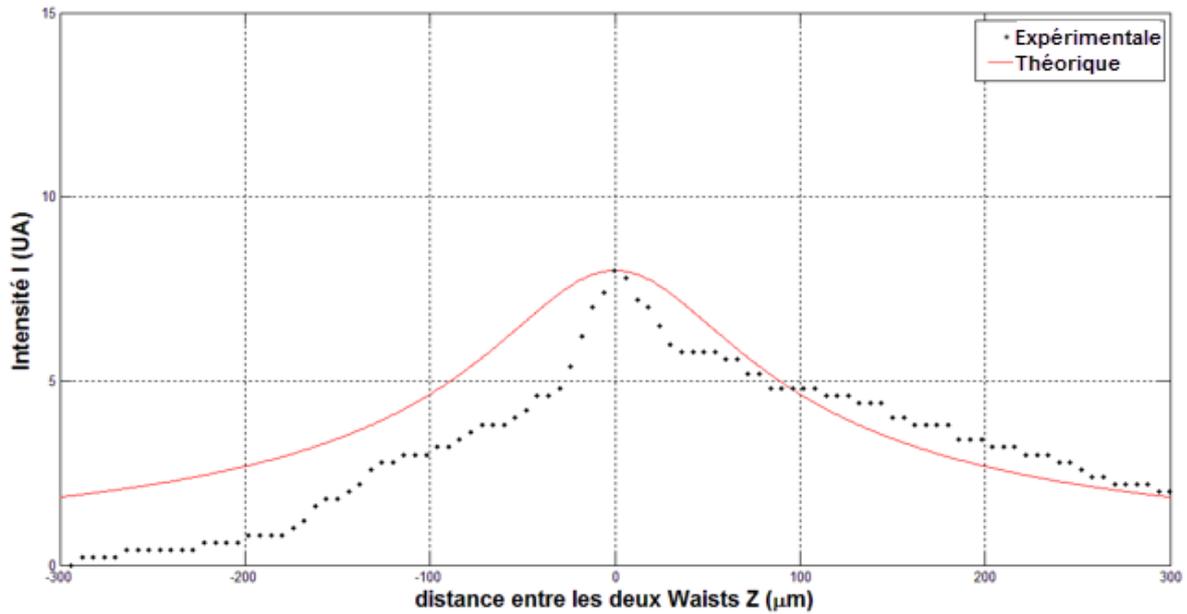


Figure IV.24. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z d'un microcollimateur à microlentille de rayon de courbure $r=20,30\mu\text{m}$.

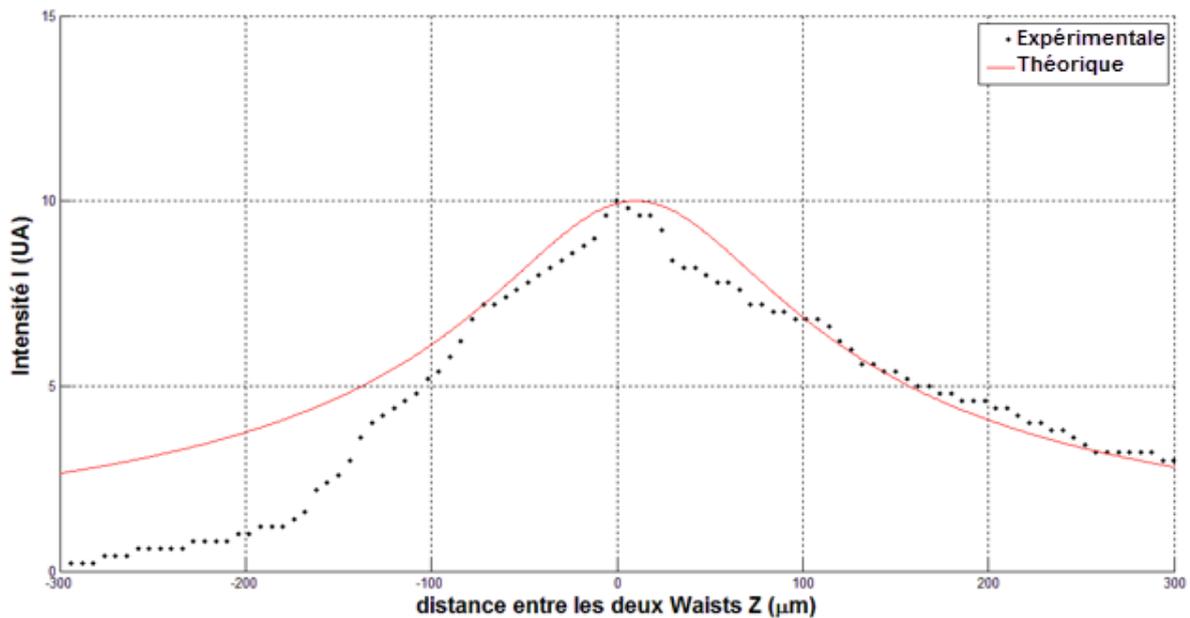


Figure IV.25. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z d'un microcollimateur à microlentille de rayon de courbure $r=18,00\mu\text{m}$.

Chapitre IV

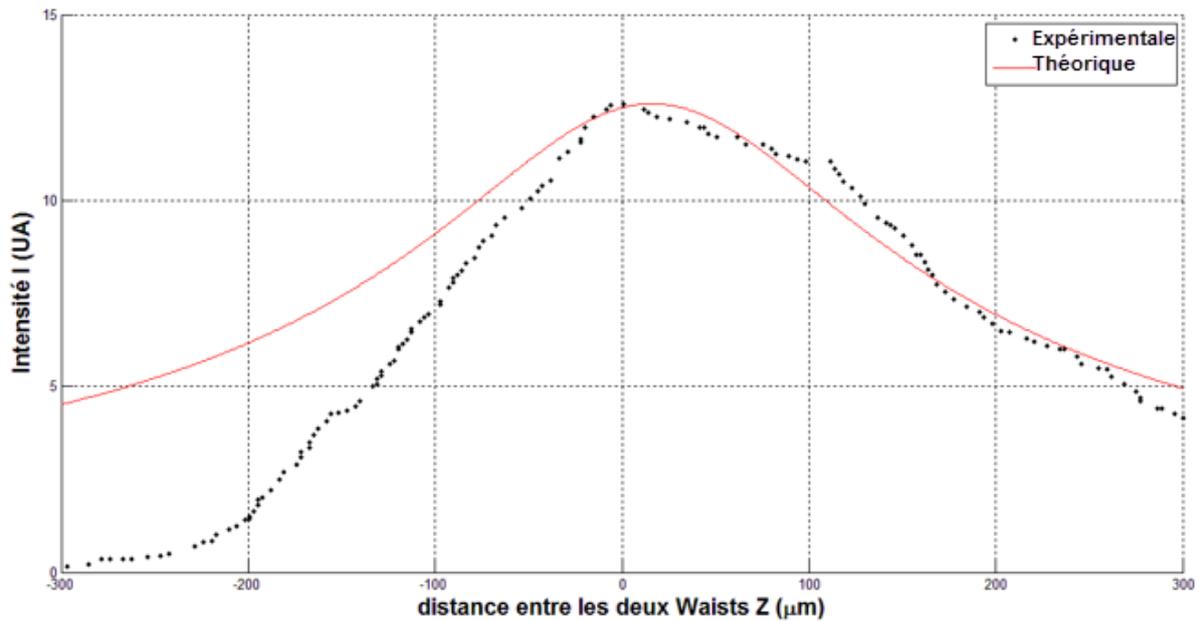


Figure IV.26. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z d'un microcollimateur à microlentille de rayon de courbure $r=13,20\mu\text{m}$.

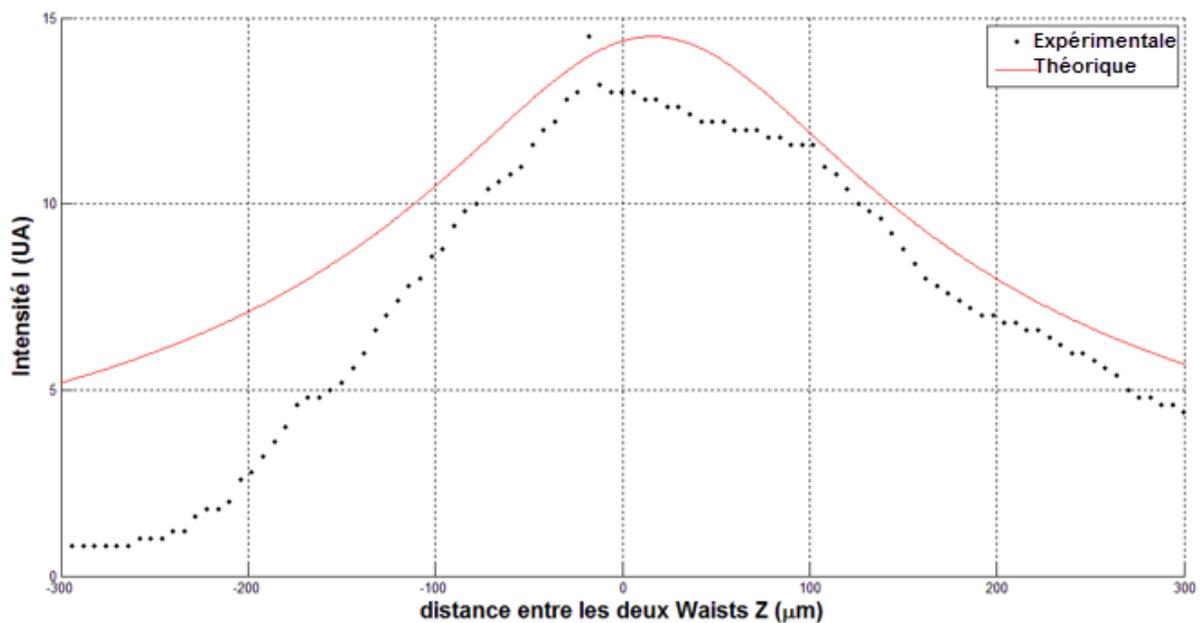


Figure IV.27. Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z d'un microcollimateur à microlentille de rayon de courbure $r=10,08\mu\text{m}$.

Discussion : Compte tenu des courbes précédentes, on peut relever le fait qu'elles présentent une allure quasi-gaussienne avec un pic correspondant au maximum de couplage. Il est évident de noter que de part et d'autre l'intensité diminue graduellement.

Chapitre IV

La variation $I(z)$ de l'intensité lumineuse calculée par le modèle théorique est rigoureusement symétrique et ne tient pas compte de la dissymétrie des faisceaux des composants de petite distance focale (quelques μm), c.à.d. loin de la zone de Rayleigh. Dans le cas expérimental (réel) la distance de translation est bornée par la position de la source en l'occurrence l'objectif du microscope. De ce fait, le scan donne une variation, de pente moins abrupte, dont l'allure peut se poursuivre sur une plus grande distance.

Par ailleurs, nous constaterons que l'intensité maximale couplée est obtenue dans le cas de la microlentille de rayon de courbure $r=10,08\mu\text{m}$ conformément à ce qui était prédit et rapporté précédemment dans l'étude d'optimisation.

Les courbes du couplage optique des microcollimateurs de la Figure IV.21 (a) et (f) correspondant aux rayons $r=6,2\mu\text{m}$ et $r=30,4\mu\text{m}$ n'ont pas été reportées car ils présentent des caractéristiques extrêmes qui sortant du domaine d'intérêt, se référer au tableau IV.3. D'une part, le microcollimateur (a) présente une valeur de waist très petite devant celui de la source donnant lieu à un couplage optique moindre. Au contraire, le waist du microcollimateur (f) est nettement plus grand que celui de la source. Cette désadaptation réduit fortement le couplage. En résumé, seuls les microcollimateurs donnant un couplage optique $\eta > 88,74$ ont été pris en compte.

Evaluation du Gain :

L'excédent optique « Gain » apporté par les microcollimateurs par rapport à la fibre sans microlentille se calcule rigoureusement par la relation suivante:

$$\Delta T = (T_m - T_f)/T_f \quad (\text{IV.15})$$

où ΔT représente le gain optique est T_m et T_f désignent, respectivement, les transmittances d'un microcollimateur et celui de la fibre clivée.

Dans ce qui suit sont représentées les courbes de transmittance et du Gain pour les microcollimateurs étudiés.

Chapitre IV

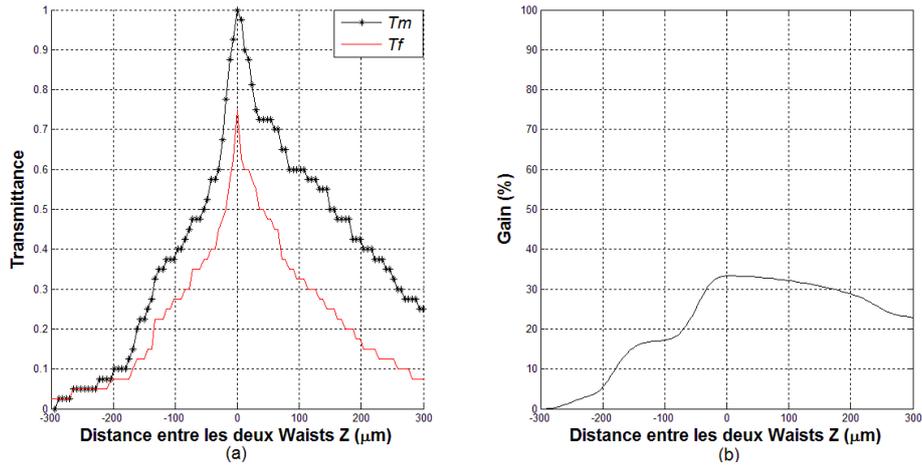


Figure IV.28 (a) Représentation des transmittances des fibres sans et avec lentille de $r=20,30\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.

On peut facilement déduire que le microcollimateur a amélioré le couplage optique de 33% au maximum, par rapport à la fibre sans microlentille.

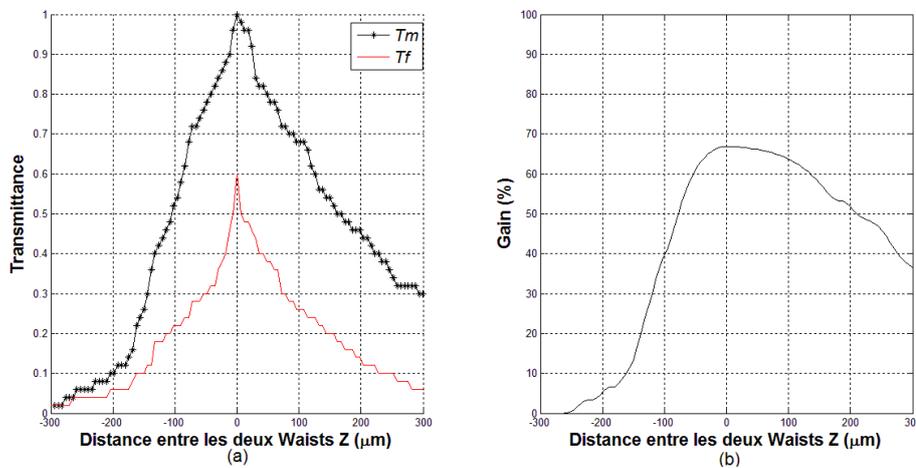


Figure IV.29. (a) Représentation des transmittances des fibres sans et avec lentille de $r=18,00\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.

Chapitre IV

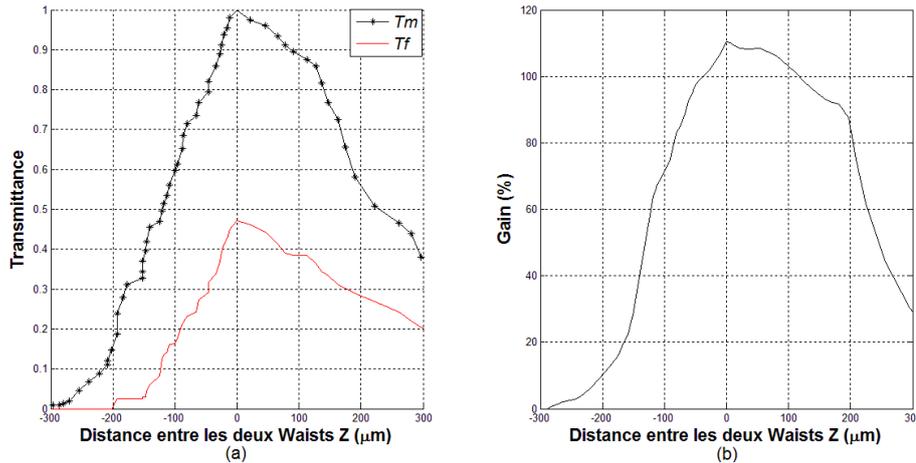


Figure IV.30. (a) Représentation des transmittances des fibres sans et avec lentille de $r=10,08\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.

Dans le cas de ce microcollimateur l'augmentation est de 110,4% au maximum de la valeur.

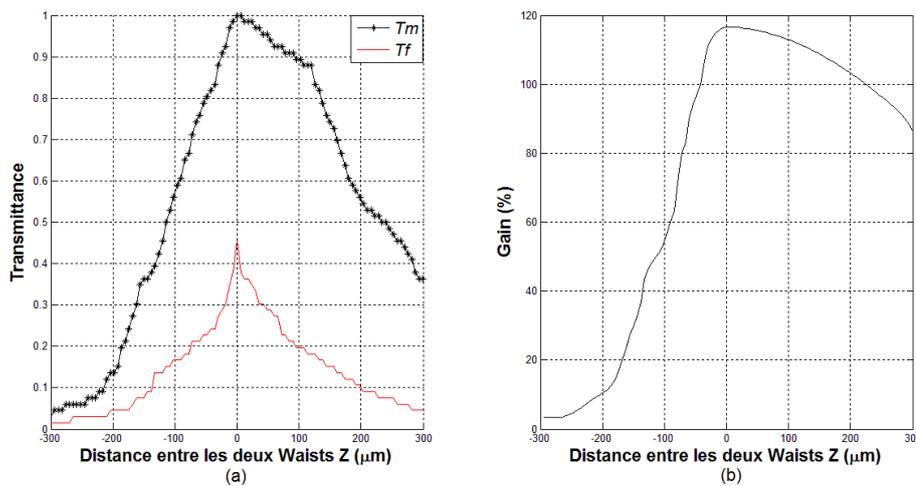


Figure IV.31. (a) Représentation des transmittances des fibres sans et avec lentille de $r=10,08\mu\text{m}$, (b) La courbe de Gain.

Dans ce cas le microcollimateur de $r=10,08\mu\text{m}$ exhibe un gain optimal. Il atteint une valeur de 116,7% au maximum de la valeur.

Discussion :

Il est à noter à mesure que les rayons des microlentilles diminuent le gain augmente. Mais, comme il a été établi dans la partie optimisation, ce gain chute drastiquement dès que le rayon

Chapitre IV

de courbure devient plus petit que la valeur optimale calculé $r_{opt}=10,18\mu\text{m}$. Dans le cas expérimentale le microcollimateur ($r=10,08$) est celui qui s'y rapproche le plus.

Evaluation de la Distance de travail :

Afin de pouvoir évaluer la distance de travail, les courbes de transmittance sont comparées par rapport à la position de référence. Dans la Figure IV.32 se trouvent représentés les courbes non rapportées à $z=0$. Le décalage en translation z de chacune d'elle par rapport à la position de référence renseigne sur la position du waist et le gap donne la distance de travail de chacun des microcollimateurs. Les valeurs mesurées et calculées sont reportées dans le tableau IV.3.

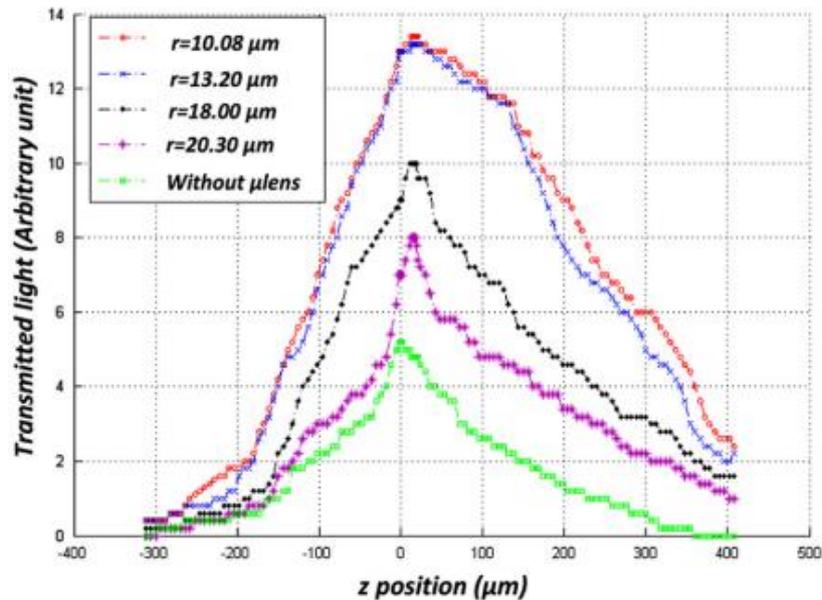


Figure IV.32. Représentation des courbes de variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction de la position z .

Discussion :

Les courbes représentées dans la Figure IV.32 présentent des maximums correspondant à la coïncidence des waists ω'_0 et ω_3 . Le couplage lumineux obtenu dans le cas d'une fibre clivée sans microlentille ($r \sim \infty$) donne le minimum de couplage, cette valeur étant considérée comme valeur de référence. Ensuite, le couplage augmente lorsque le rayon de courbure des microlentilles diminue. Il atteint une valeur maximale de $\eta=99,75\%$ à un rayon optimal $r=10,08\mu\text{m}$. Au-delà cette valeur le couplage se dégrade et diminue.

Le tableau IV.3 récapitule les résultats expérimentaux. Les mesures expérimentales des rayons de courbure des microlentilles réalisées et les caractéristiques des microcollimateurs

Chapitre IV

correspondants tels que le waist ω'_0 , les distances focales, les distances de travail théorique Z_ω et expérimentale $Z_{\omega exp}$, ainsi que l'efficacité de couplage optique η .

r (μm)	l (μm)	d (μm)	ω'_0 (μm)	Z_ω (μm)	$Z_{\omega exp}$ (μm)	η (%)
06,12	11	13,2	1,46	13,76	//	88,09
10,08	17	12,1	2,28	19,27	16,6	99,75
13,20	28	17,5	2,89	21,96	18,3	98,64
18,00	36	21	3,58	21,44	15,6	93,23
20,30	41	28,7	4,04	21,05	15,3	88,74
27,10	48	34,3	4,64	12,70	09,4	82,62
30,40	50	35	4,75	08,12	06,2	81,54
33,30	58	41	5,03	02,99	//	78,75

Tableau IV.3. Caractéristiques des différents microcollimateurs réalisés.

Ce tableau valide le rapprochement des résultats obtenues par calculs et ceux mesurés.

IV.6 Conclusion

Nous avons montré qu'on peut optimiser le couplage entre composants optiques « source optique et fibre » par le biais de microcollimateurs. D'autant plus que nous disposons de la possibilité de réaliser des microlentilles de différents rayons de courbure et différents matériaux.

Egalement, nous avons présenté l'avantage qu'offre la microcavité dans l'obtention de microlentilles autocentrées d'une part et qu'elle permet l'augmentation de la distance d ; gap entre la fibre et la lentille ; sans avoir recours au soudage d'un tronçon de fibre supplémentaire d'autre part, comme c'est le cas des travaux d'autres auteurs référencé au Chap.II. Ainsi, autour de cette distance s'articule l'ajustement de la largeur du waist de la lumière incidente à la largeur de mode de la fibre pour un couplage maximal. Les mesures expérimentales révèlent une valeur du rayon de courbure optimal de $r=10,08\mu\text{m}$. Cette valeur est en accord avec la valeur théorique $r_{opt}=10,18\mu\text{m}$. Le décalage provient, en partie, de la rétraction du PDMS lors de sa polymérisation. Par conséquent, les distances de travail théoriques et expérimentales se trouvent également décalées d'environ 15,7%. Le maximum de l'efficacité de couplage trouvé est, dans ce cas, estimée à 99,75%.

Chapitre IV

Cette technique offre, donc, des possibilités de réalisation de microcollimateurs désirés. Ces derniers peuvent être intégrés dans les systèmes d'analyse, de détection, de communication optique et également en métrologie.

Chapitre IV

IV. 7 Références

- [1] Monsef Zaboub, Assia Guessoum, Nacer-Eddine Demagh, Abdelhak Guermat, Fabrication of polymer microlenses on single mode optical fibers for light coupling, *Optics Communications* 366 (2016).
- [2] D. Marcuse, Loss analysis of single-mode fiber splices, *The Bell System Technical Journal*, Vol. 56, No. 5 (1977).
- [3] Sh. Nemoto, Transformation of waist parameters of Gaussian beam by thick lens, *Applied Optics*, Vol.29, No.6 (1990).
- [4] Ch. Delsart, *Lasers et optique non linear*, Ellipses, (2008).
- [5] M. Thual, D. Malarde, B. Adherve-guegen, P. Rochard, Truncated Gaussian Beams through microlenses based on a graded-index section, *Optical Engineering* 46(1) (2007).
- [6] W. B. Joyce and B. C. DeLoach, Alignment of Gaussian beams, *Applied Optics*, Vol. 23, No. 23, 1 (1984).
- [7] Nina G. Sultanova, Ivan D. Nikov and Christo D. Ivannov, Measuring the refractometric characteristics of optical plastics, *Optical and Quantum Electronics*.35 (2003).
- [8] Dow Corning Product Information, Sylgard 184 Silicone Elastomer (2014).
- [9] Om Prakash Parida, Navakant Bhat, characterization of optical properties of SU-8 and fabrication of optical components, international conference on optics and photonics ICOP (2009).
- [10] Nacer-Eddine Demagh, Assia Guessoum and Hind Aissat, Chemical etching of concave cone fibre ends for core fibre alignment, *measurement Science and Technology*, 17 (2006).
- [11] Nacer-Eddine Demagh, Assia Guessoum, Rabah Zegari And Tijani Gharbi, Self-centring technique for fibre optic microlens mounting using a concave cone-etched fibre, *Measurement Science and Technology*, 22 (2011).

Conclusion générale

Conclusion Générale

Le présent travail réalisé au cours de cette thèse s'est déroulé au laboratoire d'optique appliqué « L.O.A » de l'institut d'optique et mécanique de précision. L'objectif de ce travail est d'étudier les microcollimateurs à fibre optique et microlentille en polymère. Et, plus précisément développer un modèle de microcollimateur optimisé pour une bonne efficacité de couplage optique et ergonomique répondant à différent cahier des charges.

Au cours de ce travail, nous avons proposé un modèle théorique qui a nécessité l'approche du « faisceau gaussien » et la loi « ABCD » pour examiner le faisceau gaussien à travers le microcollimateur. Après l'obtention le waist et la distance de travail adéquats, nous avons étudié la théorie de couplage optique. Une fois que rayon de courbure optimal est déterminé, nous avons passé à l'étape de réalisation.

La fabrication de microcollimateur a été réalisée en plusieurs étapes selon un processus. Premièrement, par la modification de bout de la fibre optique, en utilisant la méthode de CCEF. Cette dernière qui nous a épargné des pertes d'alignement et de centrage entre la fibre et la microlentille. Ensuite, nous sommes passés à l'étape de fabrication, par l'injection de polymère dans la microcavité. Dans cette étape, nous avons trouvé que le PDMS est le polymère de choix vis-à-vis des caractéristiques optiques. Il a été utilisé pour augmenter l'efficacité de couplage.

Enfin, la caractérisation des microcollimateurs réalisés a été faite par le biais d'un montage expérimentale qui nous permis la mesure de la distance de travail. Les résultats expérimentaux ont validé ceux qui ont été calculés. En effet, les résultats obtenus à partir du modèle théorique (configuration du microcollimateur) ont donné la valeur théorique du rayon de courbure optimale de $r_{opt}=10.18\mu\text{m}$, alors que expérimentalement nous avons trouvé un rayon de courbure $r_{opt}=10.08\mu\text{m}$. La différence entre ces résultats montrent que cette méthode de fabrication est très efficace pour contrôler et choisir le rayon de courbure optimal pour chaque configuration. De surcroît, les distances de travail théoriques et expérimentales se trouvent légèrement également décalées d'environ 15,7%. Le maximum de l'efficacité de couplage trouvé est, dans ce cas, estimée à 99.75%.

Enfin, cette méthode de fabrication peut être améliorée par le contrôle de la quantité de PDMS injecté pour être orienté vers l'industrie des microcollimateurs à fibre optique.